
TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií

Studijní program: B 2612 – Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 2612R011 – Elektronické informační a řídicí systémy

Optická stáčivost krystalů v širokém rozsahu teplot

Optical activity of crystals in wide temperature range

Bakalářská práce

Autor:

Vedoucí bakalářské práce:

Konzultant:

Miloš Dolejší

Doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.

Doc. Mgr. Jiří Erhart, Ph.D.

V Liberci 17. 5. 2007

Prohlášení

Byl(a) jsem seznámen(a) s tím, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 o právu autorském, zejména § 60 (školní dílo).

Beru na vědomí, že TUL má právo na uzavření licenční smlouvy o užití mé DP a prohlašuji, že **s o u h l a s í m** s případným užitím mé bakalářské práce (prodej, zapůjčení apod.).

Jsem si vědom(a) toho, že užít své bakalářské práce či poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem TUL, která má právo ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, vynaložených univerzitou na vytvoření díla (až do jejich skutečné výše).

Bakalářskou práci jsem vypracoval(a) samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím bakalářské práce a konzultantem.

Datum:

Podpis:

Touto cestou děkuji všem, kteří mi během řešení mé bakalářské práce jakkoli pomohli a bez nichž by tato práce nemohla vzniknout, zvláště pak svému vedoucímu mé bakalářské práce Doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D.

Miloš Dolejší

Abstrakt

Cílem bakalářské práce je studium optické stáčivosti vybraných krystalů v širokém rozsahu teplot a určení teplot jejich fázových přechodů. Práce se nejprve věnuje popisu základních vlastností krystalických látek a jejich rozdělení do krystalických struktur. Poté jsou rozebrány některé fyzikální vlastnosti krystalů, zvláště jejich optické vlastnosti, jako je interakce s polarizovaným světlem a optická aktivita. K pozorování jevu optické aktivity a fázových přechodů je využito polarizačního mikroskopu Olympus BX60, k němuž je připojena kamera ARTCAM 300MI k záznamu snímků. Pro zjištění fázových přechodů se vzorky proměřovaly v širokém rozsahu teplot. Pro tyto účely se využívala speciální teplotní komůrka THMS600. Měření optické stáčivosti se navíc provádělo při různých vlnových délkách procházejícího světla. K měření byly použity vzorky krystalů křemene SiO_2 , BaTiO_3 , $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$, TGS, KNbO_3 . Nejvýraznější stočení bylo pozorováno u křemenu, slabší stočení u krystalu $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$. U ostatních krystalů bylo stočení tak slabé, že nešlo experimentálně zachytit.

Klíčová slova: optická stáčivost, krystal, fázový přechod.

Abstract

The purpose of this bachelor thesis is a study of optical activity of selected crystals in a wide range of temperatures and determination of their phase transition temperatures. At first, this thesis describes basic properties of crystals and their division to crystal structures. A physical description of selected properties of crystals, especially their optical properties, such as the interaction with polarized light and the optical activity, is given. The effect of the optical activity and phase transitions was observed using a polarization microscope Olympus BX60 with attached ARTCAM 300 MI camera. Samples were measured in a wide range of temperatures, to locate phase transition. For these purposes a special thermal chamber THM600 was used. Optical activity was measured at different wavelengths. Samples of SiO_2 , BaTiO_3 , $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$, TGS, KNbO_3 crystals were used for measurement. The most expressive optical activity was recorded at the quartz, weaker optical activity at the $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ crystal. At the other crystals rotatory power was so weak, that was impossible to experimentally measure it.

Keywords: optical activity, crystal, phase transition.

Obsah:

Abstrakt.....	5
Abstract.....	5
Obsah.....	6
Seznam použitých symbolů.....	8
1.Úvod.....	10
2.Základní vlastnosti krystalických látek.....	11
2.1 Vlastní definice krystalické látky.....	12
2.2 Krystalografické osy.....	13
2.2.1 Krystalové soustavy.....	14
2.2.2 Symetrie krystalických látek.....	15
3. Rozdělení minerálů podle optických vlastností.....	17
3.1 Polarizace světla.....	17
3.1.1 polarizátory.....	18
3.2 anizotropie krystalů.....	19
3.2.1 Světlo v anizotropním prostředí.....	20
3.2.2 Obecný tvar materiálových rovnic pro dielektrika.....	21
3.2.3 Klasifikace dielektrik.....	22
3.3 Krystaly anizotropní jednoosé.....	23
3.4 Krystaly anizotropní dvojosé.....	27
3.5 Stáčení polarizační roviny.....	30
3.5.1 Optická aktivita.....	30
3.5.2 Krystalicky opticky aktivní látky.....	32
3.6 Fázový přechod.....	33
4. Použité měřicí přístroje.....	35
4.1 Polarizační mikroskop.....	35
4.1.1 Popis polarizačního mikroskopu.....	35
4.1.2 Pozorování s jedním polarizačním filtrem.....	36
4.1.3 Pozorování se dvěma polarizačními filtry.....	37
4.2 Měřicí soustava.....	38
4.2.1 Mikroskop BX60.....	38
4.2.2 Teplotní komůrka THM600.....	39

4.2.3 Rozhraní CI94.....	39
4.2.4 Chladicí systém LNP 94/2.....	40
5. Metodika měření.....	41
6. Výsledky měření a jejich zhodnocení	43
6.1 Vzorek SiO_2	43
6.1.1 Výsledky měření.....	44
6.1.2 Zhodnocení výsledků.....	48
6.2 Vzorek $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$	48
6.2.1 Výsledky měření.....	49
6.2.2 Zhodnocení výsledků.....	51
6.3 Vzorek BaTiO_3	51
6.3.1 Výsledky a zhodnocení.....	51
6.4 Vzorek TGS.....	53
6.5 Vzorek KNbO_3	53
7. Závěr.....	54
Seznam odborné literatury.....	55

Seznam použitých symbolů

a, b, c	Osy krystalografických soustav
a_0, b_0, c_0	Základní strukturní vektory os a, b, c
\vec{B}	Magnetická indukce
\vec{D}	Elektrická indukce
d	Dvojlom
\vec{E}	Intenzita elektrického pole
\vec{E}_p	Složka kruhově polarizované vlny v pravotočivém směru
\vec{E}_L	Složka kruhově polarizované vlny v levotočivém směru
e	Mimořádný paprsek
\vec{g}_{ij}	Gyrační tenzor
\vec{H}	Intenzita magnetického pole
Chm	Optický charakter minerálu
Chm^+	Opticky pozitivní minerál
Chm^-	Opticky negativní minerál
k	Vlnočet
L	Tloušťka
n_l	Index lomu levotočivě kruhově polarizovaného světla
n_p	Index lomu pravotočivě kruhově polarizovaného světla
n	Index lomu
n_e	Index lomu mimořádného paprsku
n_o	Index lomu řádného paprsku
\vec{n}_{ij}	Tenzor indexu lomu
$n_\alpha n_\beta n_\gamma$	Hlavní indexy lomu u dvojosých krystalů
O_1, O_2	Optické osy
o	Řádný paprsek
P	Polarizátor
T	Teplota
t	Čas
v_e	Rychlost paprsku mimořádného
v_o	Rychlost paprsku řádného

X, Y, Z	Hlavní optické směry
x	Polohový vektor
$2V$	Úhel optických os
α, β, γ	Úhly mezi osami a,b,c
δ	Stočení polarizační roviny
ϵ	Elektrická permitivita prostředí
ϵ_0	Permitivita vakua
$\vec{\epsilon}_{ij}$	Tenzor permitivity
Φ	Fázový posun
λ	Vlnová délka
μ	Magnetická permeabilita prostředí
μ_0	Magnetická permeabilita vakua
ρ	Měrná stáčívost opticky aktivní látky
ω	Kruhová frekvence světla

1. Úvod

Piezoelektrické a feroelektrické materiály jsou v dnešní době velmi důležitou součástí technických, průmyslových a lékařských aplikací. Současný výzkum je zaměřen hlavně na nalezení materiálů s vhodnými fyzikálními vlastnostmi, které se dají využít pro různé aplikace, a na důkladné prozkoumání těchto materiálů za různých podmínek.

Krystaly, které jsou zkoumány v této práci, se vyznačují tím, že při průchodu lineárně polarizovaného světla dochází k jevu stáčení polarizační roviny. Tato schopnost látek stáčet směr polarizace lineárně polarizovaného světla se nazývá optická aktivita. A tedy mluvíme o krystalech opticky aktivních. Opticky aktivní látky jsou využívány při různých technických a biologických aplikacích. Nejznámější případy stáčení světla jsou pozorovány u organických látek, cukrů a aminokyselin. Tento jev se využívá pro měření koncentrace cukru a pro studium struktury proteinů. Opticky aktivní krystaly mohou být využity v optoelektrických elementech jako polarizační rotátory a k výrobě optických izolátorů a modulátorů.

Výsledky měření vedly k určení měrné stáčivosti. V práci jsou také prezentovány závislosti měrné stáčivosti na teplotě a na vlnové délce.

2. Základní vlastnosti krystalických látek

Minerály jsou krystalické látky složené ze základních stavebních částic (atomy, ionty, molekuly). Každá krystalická látka může vytvářet více či méně pravidelné těleso krystalu, jehož tvar odpovídá symetrii vnitřního uspořádání stavebních částic. Krystal (krystalickou látku) můžeme charakterizovat v následujících dvou bodech:

- 1) Krystal má pevné chemické složení a ostrý bod tání, který je pro danou látku (minerál) charakteristický.
- 2) Krystal má schopnost omezit svůj vnější tvar plochami, které se sbíhají v hranách a rozích.

Rozhodujícím kritériem, zda je látka krystalická, je však její vnitřní stavba.

Z hlediska přítomnosti lokálních poruch, nečistot a teplotních kmitů atomů rozlišujeme krystaly (krystalické látky) na ideální a reálné. Ideální krystal lze definovat jako homogenní anizotropní prostředí s ostrým bodem tání a trojrozměrně periodickým uspořádáním stavebních částic. Jeho existence v reálném světě je prakticky nemožná, jedná se pouze o fyzikální pojem. V přírodě se setkáme pouze s reálnými krystaly. Jsou to všechny takové, které nevyhovují definici pro ideální krystal. Hlavní rozdíl mezi ideálním a reálným krystalem spočívá v nedokonalosti reálného krystalu. Při jakékoliv krystalizaci, byť v dokonalých laboratorních podmínkách, dochází ke vzniku poruch v periodicitě, takže ideální krystal zůstává vždy jen fyzikálním pojmem.

2.1 Vlastní definice reálného krystalu

Z výše uvedených skutečností je zřejmé, že reálné krystaly by podle definice ideálního krystalu nebylo možné považovat za krystalické látky. Proto byla navržena definice krystalu, která by vyhovovala i běžným krystalickým látkám. Pro její pochopení je třeba objasnit některé pojmy jako je krystalová struktura, stavební jednotka a konfigurace stavební jednotky. Krystalovou strukturou rozumíme způsob, jakým jsou stavební částice (atomy, ionty, molekuly) uspořádány v reálném prostoru. Stavební jednotka je nesouvislou částí struktury, přičemž soubor všech druhů stavebních jednotek tvoří úplnou strukturu a neexistuje žádná část struktury, která by nebyla součástí nějaké stavební jednotky. Konfigurace stavebních jednotek vyjadřuje způsob uspořádání stavebních jednotek ve struktuře.

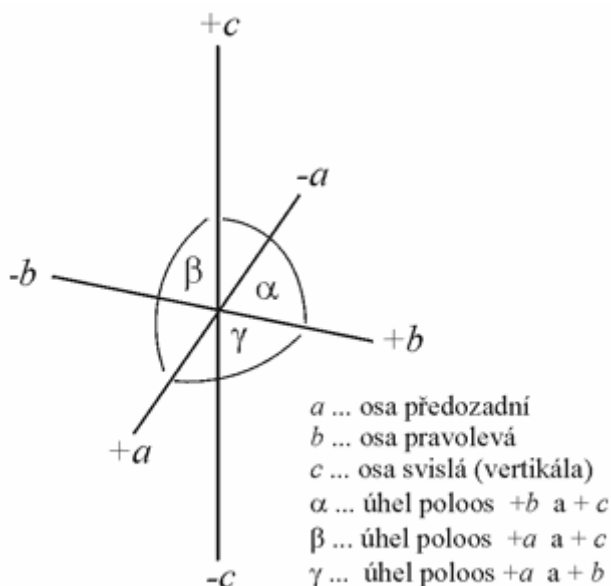
Pomocí stavebních jednotek a konfigurací jejich párů definujeme krystal takto: Látku považujeme za krystalickou, když jsou pro stavební jednotky, které jsou pro ni charakteristické, splněny tyto podmínky:

1. Všechny stavební jednotky jsou geometricky ekvivalentní, nebo počet druhů stavebních jednotek je malý v porovnání s celkovým počtem stavebních jednotek obsažených v uvažovaném krystalu.
2. Počet druhů párů sousedících stavebních jednotek je také malý v porovnání s celkovým počtem těchto párů v krystalu.

Této definici vyhovují i reálné krystaly s nejrůznějšími poruchami periodicity uspořádání stavebních částic.

2.2 Krystalografické osy

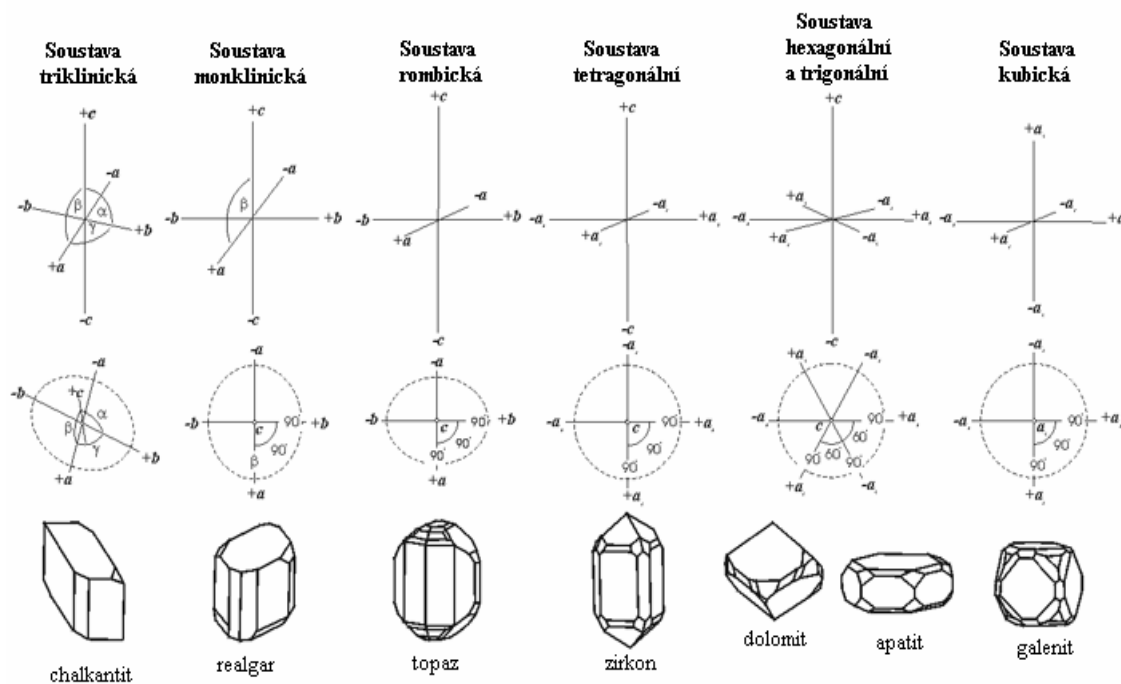
V krystalografii často vyvstává potřeba vyjádřit polohu ploch v prostoru. K tomu účelu volíme soustavu tří (případně čtyř) přímek, krystalografických os, které nejsou vzájemně rovnoběžné a protínají se ve středu krystalu. Tyto osy tvoří krystalografický osový kříž. Osy většinou bývají rovnoběžné s hranami význačných krystalových ploch, nebo kolmé na roviny symetrie krystalu. V ideálním případě jsou krystalografické osy rovnoběžné s hranami základní strukturní buňky. U většiny krystalových soustav se osy obvykle označují jako a , b , c . Osa a má směr základního strukturního vektoru a_0 a její orientace je předozadní, osa b je ve směru základního strukturního vektoru b_0 s orientací pravolevou a osa c má směr základního strukturního vektoru c_0 a její orientace je vertikální. Obecně má každá osa jinou délku a konec každé osy je označen znaménkem plus nebo minus. Positivní je přední část osy a , pravá část osy b a horní část osy c , opačné konce jsou negativní. Úhly mezi osami jsou konvenčně značeny jako α , β , γ . Úhel α je mezi osami b - c , úhel β je mezi osami a - c a úhel γ je mezi osami a - b .



Obr.1: Krystalografický osový kříž (převzato z [1]).

1.2.1 Krystalové soustavy

Symetrii každého krystalu lze popsat pomocí jednoho z šesti krystalografických osových křížů, které rozdělují krystaly do sedmi krystalových soustav (trigonální a hexagonální soustava mají shodný osový systém).



Obr.2: Šest různých typů krystalografických osních křížů. 1 - triklinický, 2 - monoklinický, 3 - romboický, 4 - tetragonální, 5 - trigonální a hexagonální, 6 - kubický.

A příklady minerálů, které tvoří krystaly v těchto soustavách
(převzato z [2]).

Sedm krystalových soustav popisuje symetrii všech existujících krystalů přírodních minerálů. V jednotlivých soustavách se liší vztahy základních parametrů osového kříže:

- 1) Triklinická (trojklonná) soustava: Osní kříž triklinické soustavy sestává ze tří různocenných os, z nichž ani dvě spolu nesvírají pravý úhel ($a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma$). Osy označujeme: a ...brachydiagonála (osa krátká), b ...makrodiagonála (osa dlouhá), c ...vertikála (osa svislá).
- 2) Monoklinická (jednoklonná) soustava: Osní kříž monoklinické soustavy je tvořen třemi různocennými osami, z nichž dvě (b a c) spolu svírají pravý úhel,

na rozdíl od třetí (a), která je kolmá k ose b a kosá k ose c ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$, $\beta > 90^\circ$). Osy nazýváme: a ...klinodiagonála, b ...ortodiagonála, c ...vertikála.

- 3) Rombická (ortorombická, kosočtverečná) soustava: Osní kříž rombické soustavy je tvořen třemi různocennými osami, které spolu svírají pravé úhly ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$). označení os je stejně jako u soustavy triklinické.
- 4) Tetragonální (čtverečná) soustava: Osní kříž je tvořen třemi vzájemně kolmými osami, z nichž dvě horizontální mají stejnou délku (a_1, a_2) a vertikální (c) má odlišnou délku ($a = b \neq c$ resp. $a_1 = a_2 \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$). Osy označujeme: a_1, a_2 ...osy pasné, c ...vertikála.
- 5) Hexagonální (šesterečná) a trigonální (klencová) soustava: Osní kříž hexagonální a trigonální soustavy je na rozdíl od předcházejících případů, čtyřosý. Tři z těchto os (a_1, a_2, a_3) jsou stejnocenné a jejich kladné poloosy jsou od sebe vzdáleny o 120° , čtvrtá osa (c) je jedinečná a je ně kolmá. ($a = b \neq c$ resp. $a_1 = a_2 = a_3 \neq c$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$). Osy označujeme: a_1, a_2, a_3 ...osy pasné, c ...vertikála.
- 6) Kubická (krychlová) soustava: Je soustava s nejvyšší symetrií. Osní kříž kubické soustavy sestává ze tří vzájemně kolmých stejnocenných os. ($a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$).

2.3 Symetrie krystalických látek

Krystalické látky mají periodické uspořádání stavebních jednotek ve své struktuře a toto pravidelné uspořádání lze definovat pomocí zákonitostí symetrie. Symetrické uspořádání struktury se projevuje i na vnějším krystalovém tvaru a často i na fyzikálních vlastnostech krystalické látky (minerálu). Stavební jednotky v krystalické látce jsou v prostoru rozmístěny na základě určité transformace. Operace symetrie je geometrická transformace, která zachovává vzájemné vzdálenosti v tělese a po jejím

provedení nerozlišíme, zda byla s tělesem nějaká transformace provedena. Rozlišujeme tyto základní operace symetrie: inverze, zrcadlení, rotace a translace. Analýzou kombinací prvků symetrie a operací jim příslušejících, lze odvodit grupy symetrie. Podle toho, které prvky symetrie zahrneme do analýzy, lze rozlišit tři typy grup: bodové grupy, rovinné grupy, prostorové grupy.

Bodové grupy jsou tvořeny uzavřenými operacemi symetrie a jejich kombinací. Bodová grupa je definována jako množina uzavřených operací symetrie, jejichž operace ponechávají alespoň jeden bod v prostoru nepohyblivým. Všechny translační operace jsou vyloučeny. Těmto požadavkům vyhovuje 8 (beztranslačních) prvků symetrie: 1, 2, 3, 4, 6, $\bar{4}$, i, m. Tyto prvky a jejich možné kombinace tvoří 32 krystalografických bodových grup, jimiž lze charakterizovat symetrii vnějšího tvaru krystalů. Symetrické směry (krystalograficky významné směry) mají v bodových grupách stejný vztah k prvkům symetrie, jako v grupách prostorových. Symboly bodových grup mohou být nejvýše trojčlenné. Znaky v symbolech jsou uvedeny v pořadí krystalograficky významných směrů a vztahují se na osy symetrie rovnoběžné s významným směrem a na roviny symetrie kolmé k významnému směru. Je-li na některou osu symetrie kolmá rovina symetrie, označujeme to lomítkem například 2/m.

Soustava	Mezinárodní symbol
Triklinická	1, $\bar{1}$
Monoklinická	2, m, 2/m
Rombická	222, mm2, mmm
Trigonální	$\bar{3}$, 3, 32, $\bar{3}m$, 3m
Tetragonální	$\bar{4}$, 4, 4/m, 422, 4mm, $\bar{4}2m$, 4/mmm
Hexagonální	6, 6/m, $\bar{6}$, 622, 6mm, $\bar{6}2m$, 6/mmm
Kubická	23, m $\bar{3}$, 432, $\bar{4}3m$, m $\bar{3}m$

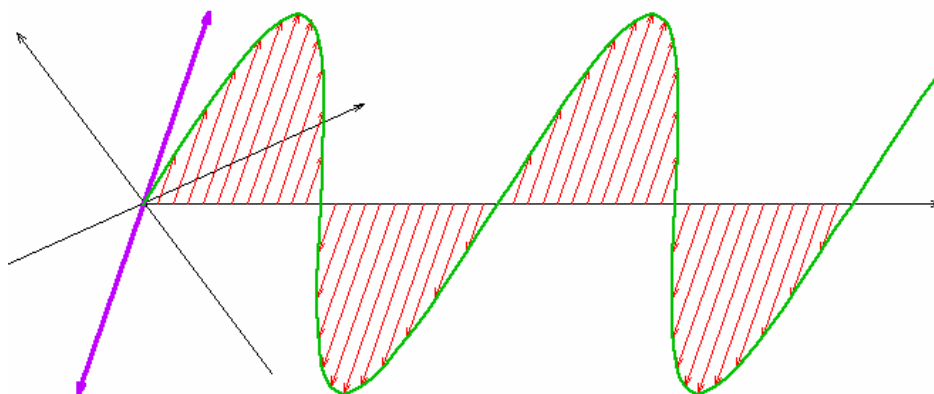
Tab. 1: Mezinárodní značení bodových grup.

3. Rozdělení minerálů podle optických vlastností

3.1 Polarizace světla

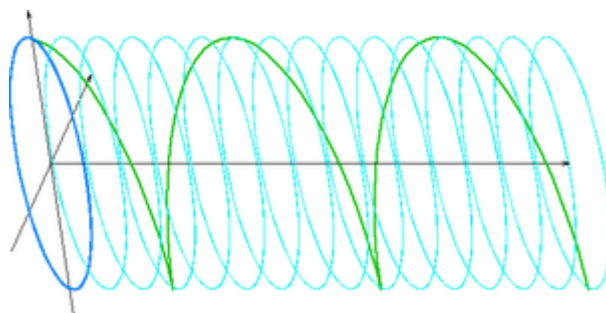
Nejjednodušší popis polarizace se vztahuje k rovinné vlně, což je dobrá aproximace pro většinu pozorovaného světla. Pro ně jsou vektory magnetického pole \vec{B} a elektrického pole \vec{E} kolmé na směr šíření. V tomto případě je rozhodující složka elektrického pole. V běžném (nepolarizovaném) světle se orientace elektrické složky nepravidelně mění, zatímco lineárně polarizované světlo má směr elektrické složky přesně daný. Vezmeme si tedy jimi danou rovinu (rovinu, jejíž normálou je směr šíření). V této rovině se pohybuje vektor elektrického pole, rozložíme si ho na složky x a y ve směru os roviny. Pro jednoduchou harmonickou vlnu se amplituda obou složek mění způsobem popsatelným funkcí sinus se stejnou frekvencí, ale dva další parametry (amplituda a fáze) se mohou lišit. Můžeme pozorovat, že tvar křivek vytvořených koncem vektoru intenzity elektrického pole tvoří tvar Lissajousových křivek. K polarizaci světla může dojít odrazem, dvojlomem nebo absorpcí.

Ve speciálním případě, kdy jsou obě ortogonální komponenty ve fázi, jsou obě stále stejné či v konstantním poměru, takže směr vektoru elektrického pole bude stále stejný v rovině kolmé na směr šíření. Tento stav nazýváme lineární polarizace. Směr vektoru je dán velikostí amplitud obou složek, může být skloněn v libovolném směru, ale ten se nemění. Na obrázku 12 jsou červeně zachyceny některé vektory, jejich vrcholy jsou na sinusoidě (zelená barva). Fialově je její průmět do roviny kolmé na směr pohybu.



Obr.12: Lineárně polarizované světlo

Pokud mají obě složky stejnou amplitudu, ale jejich fázový rozdíl je $\pi/2$ radiánů (90°), pak je jedna komponenta nulová (když druhá nabývá minima či maxima). Existují dvě možnosti, jak toto realizovat. Komponenta x může být o $\pi/2$ před či za komponentou y . Elektrický vektor složený z těchto komponent rovině kolmé na směr pohybu bude kroužit po kružnici. Tento stav nazýváme kruhovou polarizací a její dva stavy pravotočivá kruhová polarizace a levotočivá kruhová polarizace. Na obrázku 13 je zeleně označen vývoj umístění vrcholu elektrického vektoru, modře je naznačen plášť válce, na němž jsou všechny vrcholy. Podstava válce je shodná s průmětem vektorů do roviny kolmé na směr šíření.



Obr.13: Kruhová polarizace

Všechny ostatní případy polarizovaného světla, kde obě komponenty nejsou ve fázi, ani nemají fázový rozdíl $\pi/2$ nebo nemají stejnou amplitudu, se nazývají eliptická polarizace, neboť výsledný vektor opisuje (polarizační) elipsu.

3.1.1 Polarizátory

Polarizátory jsou nástroje sloužící k přeměně nepolarizovaného světla na světlo lineárně polarizované. Mezi nejpoužívanější a nejznámější polarizátor patří Nikolův hranol. Nikolův hranol je kosý hranol islandského vápence (jednoosý krystal) diagonálně rozříznutý a následně slepený kanadským balzámem. Paprsek dopadající na Nikolův hranol se v něm rozdělí na paprsek řádný a mimořádný. Index lomu je pro řádný paprsek v islandském vápenci natolik velký, že na rozhraní islandský vápenec – kanadský balzám dochází k totálnímu odrazu řádného paprsku a jeho následné absorpci v objímce hranolu. Hranolem tedy prochází pouze paprsek mimořádný a ten je lineárně polarizován. Ať již tedy do Nikolova hranolu vstupuje jakkoliv polarizovaný (nebo nepolarizovaný) paprsek, vystupuje z něj vždy paprsek lineárně polarizovaný. Směr

polarizace vystupujícího (tedy mimořádného) paprsku se obvykle nazývá propustným směrem hranolu, směr kolmý k propustnému se pak nazývá směrem závěrným.

Tyto přístroje poskytují velmi dokonale polarizované světlo, pro vysokou cenu a výrobní náročnost se však dnes používají jen ve speciálních aplikacích. Moderní polarizační mikroskopy jsou osazeny syntetickými polarizačními fóliemi. Při průchodu světla takovou fólií jsou paprsky jedné polarizace účinně absorbovány. Polarizační fólie poskytují dostatečně dokonale polarizované světlo pro mikroskopická pozorování.

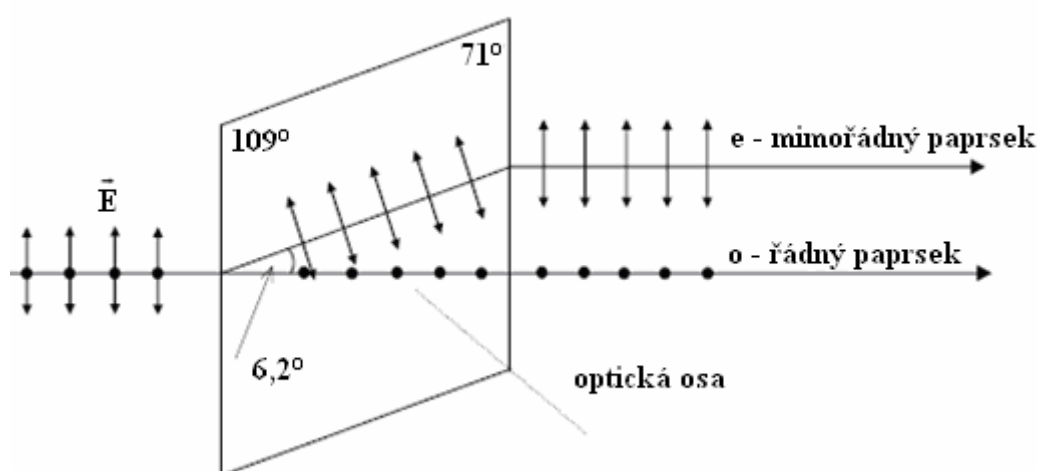
3.2 Anizotropie krystalů

Podle povahy chování světelného paprsku v minerálu (obecně v jakékoliv krystalické látce) rozlišujeme minerály izotropní a anizotropní. Uspořádání stavebních částic v krystalových strukturách a vzdálenosti mezi nimi jsou obecně v různých směrech různé. Z uspořádání a vzdáleností stavebních částic v krystalech vyplývají všechny jejich vlastnosti morfologické i fyzikálně-chemické. Z toho je zřejmé, že vlastnosti krystalů jsou obecně v různých směrech různé. Tuto skutečnost vystihuje pojem anizotropie, krystaly jsou anizotropní tělesa. Amorfní látky jsou izotropní, protože jejich vnitřní stavba je chaotická, nepravidelná. Tyto nepravidelnosti se ve větším objemu vzájemně ruší, takže všechny vlastnosti amorfních látek jsou nezávislé na směru. U minerálů izotropních postupuje světlo ve všech směrech stejnou rychlostí, která je charakteristická pro daný materiál. Světelný svazek, který do nich vstoupí v kterémkoliv směru, prochází nerušeně, nedochází k dvojlomu. Izotropní látky charakterizuje jeden index světelného lomu.

Anizotropie krystalu vzhledem k nějaké vlastnosti však záleží i na "citlivosti" interakce krystalu a prostředí (např. světla, elektrického či magnetického pole). Například kubické krystaly jsou vzhledem k optickým vlastnostem izotropní, protože vlnová délka světla je řádově 1000x větší než meziatomové vzdálenosti ve struktuře krystalu. Světlo je prostě příliš "hrubé" na to, aby reflektovalo anizotropii kubického krystalu. Proto se kubické krystaly jeví vzhledem ke světlu jako izotropní tělesa. Použijeme-li ke studiu kubického krystalu rentgenové záření, které má stejnou povahu jako světlo, ale vlnovou délku srovnatelnou s meziatomovými vzdálenostmi ve strukturách, bude anizotropie jasně patrná.

3.2.1 Světlo v anizotropním prostředí

Minerály patřící do soustav s nižší souměrností než kubickou jsou opticky anizotropní a světlo se v nich šíří v různých směrech různou rychlostí. Nejrozšířenější skupinou přirozeně anizotropních látek jsou krystaly, kromě krystalů kubické soustavy. V opticky anizotropním prostředí závisí rychlost světla na směru jeho šíření a na polarizaci. V důsledku toho se světelný paprsek v anizotropním prostředí rozdělí obecně na dva paprsky, které mají různé vlastnosti a tedy u minerálů anizotropních dochází při průchodu světelného svazku k dvojlomu (viz Obr.č.3).



Obr.3: Paprsek světla dopadající na anizotropní prostředí (krystal islandského vápence).

Přirozené světlo dopadá na klenec. Při průchodu vzniknou dva paprsky, které se šíří různými směry. Na výstupu jsou oba dva vzájemně posunuté a rovnoběžné s dopadajícím paprskem. Dva paprsky vznikají i při kolmém dopadu. Jeden paprsek se šíří stejně jako v izotropním prostředí, a proto se nazývá řádný (ordinární). Tento paprsek splňuje zákon lomu a jeho rychlost nezávisí na směru šíření. Druhý paprsek je posunutý, neřídí se zákonem lomu a nazývá se mimořádný (extraordinární). Důležitá je však skutečnost že v anizotropních minerálech existují jeden nebo dva směry, ve kterých se světlo různé polarizace, obdobně jako u minerálů izotropních, šíří stejnou rychlostí a tedy nedochází k dvojlomu. Takový směr se nazývá optická osa. Podle počtu optických os dělíme krystaly na jednoosé a dvojosé.

3.2.2 Obecný tvar materiálových rovnic pro dielektrika

O tom, jak se budou elektromagnetické vlny šířit prostředím, nerozhodují jen Maxwellovy rovnice samotné, ale i materiálové vztahy charakterizující optické vlastnosti studovaného prostředí. Jedná se o vztahy mezi intenzitami elektrického a magnetického pole na jedné straně a odpovídajícími indukcemi na straně druhé. Nejjednodušším tvarem materiálových vztahů je vztah

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}, \quad B = \mu \cdot \vec{H}, \quad (3.1)$$

kde ε a μ jsou elektrická permitivita a magnetická permeabilita prostředí. Ale tyto vztahy platí jen pro homogenní a izotropní prostředí.

Pro dielektrika platí, že jejich magnetické vlastnosti jsou stejné jako magnetické vlastnosti vakua

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (3.2)$$

a vztah mezi intenzitou a elektrickou indukcí však mohou být i pro tato prostředí poměrně komplikované. Elektrická indukce \vec{D} může být zcela obecnou a komplikovanou funkcí elektrické intenzity \vec{E}

$$\vec{D} = \vec{D}(\vec{E}). \quad (3.3)$$

Obvykle se však pro tuto obecnou funkci činí dvě významná zanedbání. Především, vyloučíme-li z dalších úvah dielektrika s permanentní polarizací, můžeme předpokládat

$$\vec{D}(\vec{E} = \vec{0}) = \vec{0}. \quad (3.4)$$

Elektrická indukce je tedy nulová pro nulová pole elektrické intenzity. Dalším často přijímaným omezením je předpoklad, že pole, v němž se dielektrikum nachází, je slabé. To je předpoklad velmi přijatelný, neboť naprostá většina světelných zdrojů (snad jen s výjimkou laserů), jsou zdroje generující jen slabá elektromagnetická pole. V takovém případě se můžeme v obecné závislosti elektrické indukce na intenzitě omezit na několik prvních členů odpovídajícího Taylorova rozvoje. Pokud se omezíme na členy nultého a prvního řádu, říkáme, že pracujeme v rámci lineárního přiblížení neboli v rámci lineární optiky. Za předpokladu těchto omezení umožňuje přepsat vztahy mezi složkami elektrické indukce a intenzity do tvaru

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{xx} \cdot E_x + \varepsilon_{xy} \cdot E_y + \varepsilon_{xz} \cdot E_z \\ D_y &= \varepsilon_{yx} \cdot E_x + \varepsilon_{yy} \cdot E_y + \varepsilon_{yz} \cdot E_z \\ D_z &= \varepsilon_{zx} \cdot E_x + \varepsilon_{zy} \cdot E_y + \varepsilon_{zz} \cdot E_z \end{aligned}, \quad (3.5)$$

Nebo též pomocí maticového zápisu jako

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Čtvercová matice na pravé straně se obvykle nazývá matice (tenzor) elektrických permitivit.

V rámci lineárního přiblížení (lineární optiky) jsou tedy optické vlastnosti prostředí plně určeny devíti složkami tenzoru elektrické permitivity nebo též devíti indexy lomu

$$n_{ij} = \sqrt{\frac{\epsilon_{ij}}{\epsilon_0}} \quad (3.7)$$

Složky tenzoru elektrické permitivity nejsou ale navzájem nezávislé. Pomocí termodynamiky je možno ukázat, že tento tenzor je symetrický

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}, \quad (3.8)$$

a z teorie symetrických matic dále plyne, že existuje speciální souřadnicová soustava, v níž nabývá diagonálního tvaru

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Hodnoty na diagonále (hlavní hodnoty tenzoru ϵ) jsou navíc kladné. Nejobecnější vztah mezi vektory elektrické indukce a intenzity je tedy možno v rámci lineární optiky psát ve tvaru (zvolíme-li za souřadnou soustavu tři hlavní osy krystalu)

$$D_x = \epsilon_1 E_x, D_y = \epsilon_2 E_y, D_z = \epsilon_3 E_z \quad (3.10)$$

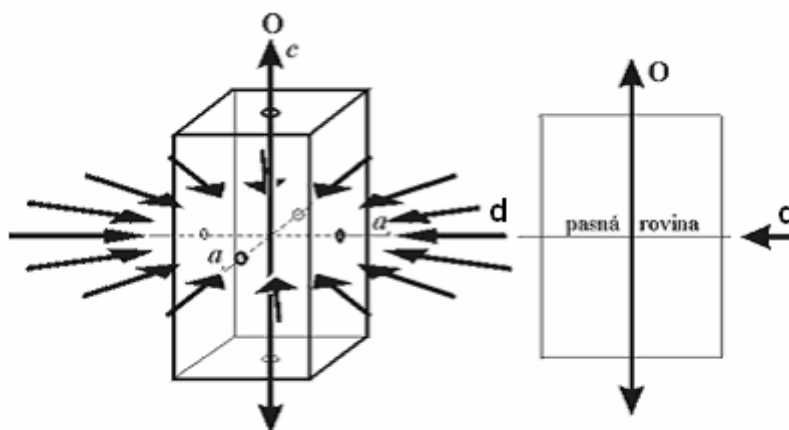
3.2.3 Klasifikace dielektrik

Podle vzájemného vztahu tří hlavních hodnot tenzoru elektrických permitivit můžeme dielektrika rozdělit do tří základních skupin. Jsou-li všechny tři hodnoty navzájem různé ($\epsilon_1 \neq \epsilon_2 \neq \epsilon_3$), hovoříme o dvojosých krystalech. Když jsou dvě hodnoty stejné a současně různé od třetí (např. $\epsilon_1 = \epsilon_2 \neq \epsilon_3$), hovoříme o krystalech jednoosých a pokud jsou všechny tři hlavní hodnoty stejné ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3$), jedná se o izotropní prostředí.

3.3 Krystaly anizotropní jednoosé

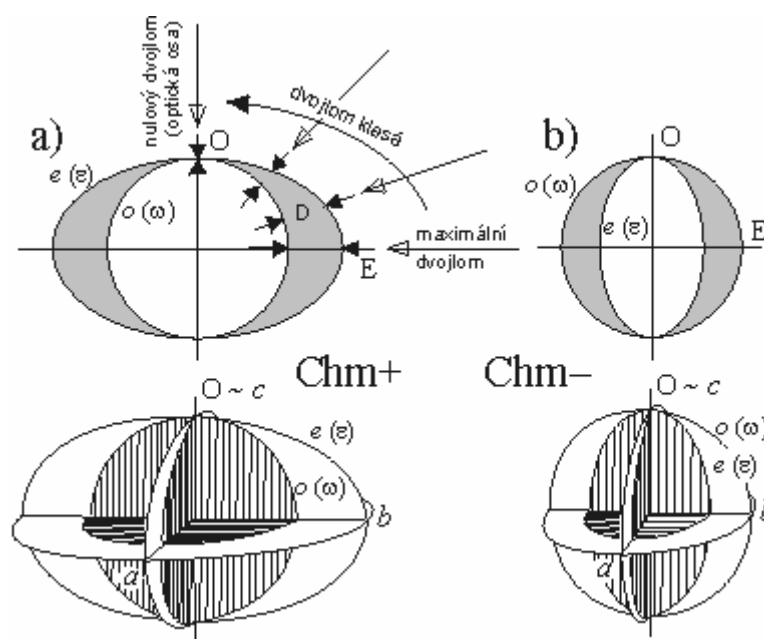
Pro minerály jednoosé je typické, že mají jednu optickou osu, která je vždy rovnoběžná s vertikálou krystalografického osního kříže. Opticky jednoosé jsou všechny krystaly trigonální, hexagonální a tetragonální soustavy. Při šíření světla opticky jednoosým krystalem dochází obecně ke dvojlomu. Jeden z paprsků, který vzniká dvojlomem, se chová jako paprsek v izotropním prostředí, při kolmém dopadu nepodléhá lomu a ve všech směrech se krystalem šíří stejnou rychlostí. Z toho důvodu jej nazýváme paprsek řádný a značíme o (z latinského ordinarius). Řádný paprsek má ve všech směrech stejný index lomu (značí se n_o nebo ω). Druhý paprsek se chová odlišně, i při kolmém dopadu se láme pod určitým úhlem a v různých směrech se krystalem šíří různou rychlostí. Proto se index lomu mimořádného paprsku (n_e nebo ε) mění se směrem šíření světla. Nazýváme jej paprsek mimořádný a značíme e (extraordinarius). Hlavním rozdílem mezi těmito paprsky tedy spočívá v tom, že paprsek řádný postupuje krystalem ve všech směrech stejnou rychlostí a naproti tomu rychlost paprsku mimořádného je závislá na směru vstupu paprsku do krystalu.

Výjimkou u jednoosých minerálů je směr rovnoběžný s optickou osou krystalu, ve kterém k dvojlomu nedochází. Tento směr označujeme O (obr. 4). Lze rovněž říci, že ve směru optické osy se řádný a mimořádný paprsek šíří stejnou rychlostí. Ve směrech kolmých na optickou osu je naopak největší rozdíl mezi rychlostmi řádného a mimořádného paprsku a tím i mezi indexy lomu n_o a n_e .



Obr.4: Optická orientace opticky jednoosého krystalu. Paralelně s vektorem c probíhá optická osa O (nedochází k dvojlomu). Ve směrech kolmých na vertikálu je naopak dvojlom největší (značí d) (převzato z [1]).

Podle vzájemné rychlosti obou paprsků rozlišujeme jednoosé minerály jako minerály opticky pozitivní a minerály opticky negativní. Tato vlastnost se nazývá optický charakter minerálu (značíme Chm). Minerály, u kterých je rychlost paprsku mimořádného menší než rychlost paprsku řádného ($v_e < v_o$), se označují jako opticky pozitivní ($Chm+$). Minerály, u kterých je rychlost paprsku mimořádného větší než rychlost paprsku řádného ($v_e > v_o$), se označují jako opticky negativní ($Chm-$). Praktičtější vyjádřením vztahů mezi oběma paprsky jsou hodnoty indexů světelného lomu. Rychlost paprsku a jeho index světelného lomu jsou v nepřímém poměru a proto platí, že pozitivní charakter mají tedy ty opticky jednoosé krystaly, u kterých je index lomu mimořádného paprsku větší než index lomu řádného paprsku ($n_e > n_o$) viz. (obr.5). Jednoosé negativní jsou ty krystaly, které mají index lomu řádného paprsku větší než index lomu mimořádného paprsku ($n_e < n_o$). Charakter minerálu lze zjistit v polarizačním mikroskopu, proto je důležitým identifikačním znakem horninotvorných minerálů.

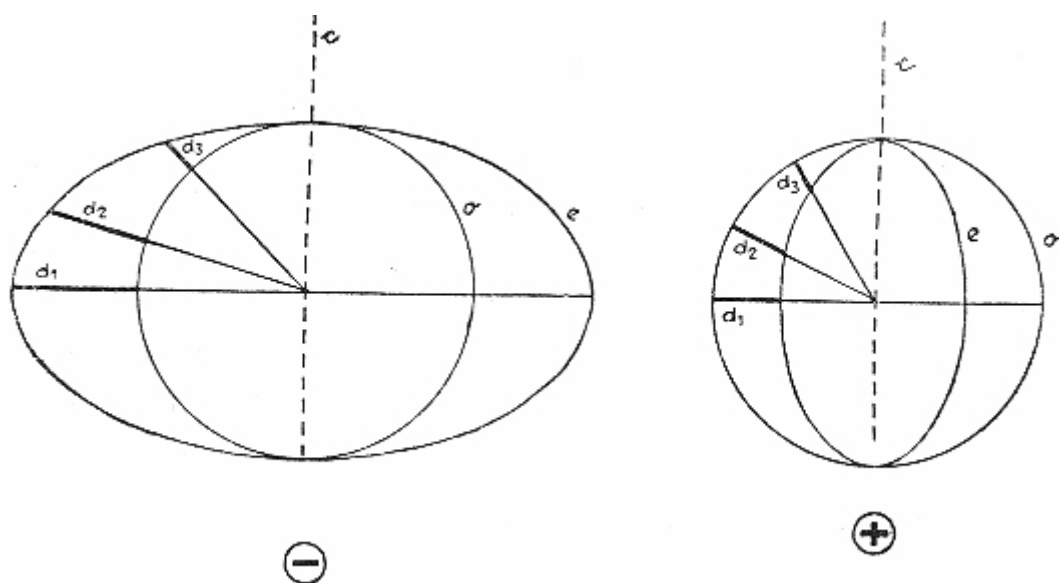


Obr.5: Optický charakter jednoosých minerálů (převzato z [1]).

Větší index světelného lomu znamená větší lomivost paprsku. Označení opticky pozitivní a negativní souvisí s hodnotou dvojlomu (d). Dvojlom vyjadřuje rozdíly v indexech světelného lomu daného minerálu. Minerály anizotropní jednoosé mají hodnotu dvojlomu vyjádřenou jako $d = n_e - n_o$. Je-li optický charakter minerálu negativní ($Chm-$) je hodnota dvojlomu d záporná, minerály s optickým charakterem

pozitivním ($Chm+$) mají hodnotu dvojlomu kladnou. Hodnota maximálního dvojlomu, kterou daný minerál může mít je vždy v řezech, které proložíme optickou osou (tj. krystalografickou osou z). Naopak nejnižší dvojlom ($d = 0$) bude v řezu kolmém na optickou osu – tento řez se vždy chová jako obecný řez izotropním minerálem.

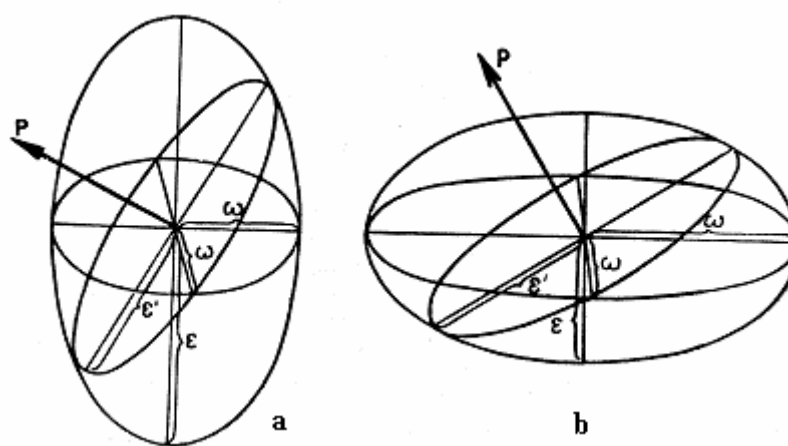
Grafické znázornění pohybu světelných paprsků v jednoosých minerálech je možné provést pomocí vlnoploch. Vyházejí-li ze středu krystalu paprsky řádné a mimořádné všemi směry, tak v daný časový okamžik budou čela vln řádných paprsků tvořit kulovou plochu, protože se paprsek řádný šíří v krystalu ve všech směrech stejnou rychlostí. Čela všech paprsků mimořádných budou tvořit povrch rotačního elipsoidu, protože v různých směrech se paprsky mimořádné šíří různou rychlostí. Koule může být rotačnímu elipsoidu opsaná nebo vepsaná. Je-li koule vepsaná, je rychlost řádného paprsku větší než mimořádného. Tím se vyznačují minerály jednoosé opticky pozitivní. V případě že je tomu naopak a koule je opsaná, je rychlost řádného paprsku menší než mimořádného a jedná se o jednoosý minerál opticky negativní. Plošný řez takovou situací je na obrázku 6. Vertikálu (směr osy z) tvoří optická osa a největší rozdíl (d) mezi paprskem řádným (o) a mimořádným (e) je ve směru kolmém na optickou osu. Čím více se přibližuje směr paprsků k optické ose, tím menší je rozdíl mezi rychlostmi obou paprsků, až ve směru optické osy se rychlosti vyrovnají a tedy nedochází k dvojlomu.



Obr.6: Vlnoplochy negativního a pozitivního jednoosého krystalu.

Ke znázornění vzájemného vztahu rychlostí paprsků řádného a mimořádného se také používá Fresnelova elipsoidu. Fresnelův elipsoid je jednoduchá plocha, jejíchž průvodiče značí rychlosti paprsků ve směrech kolmých na jejich postup. U jednoosých minerálů má tvar rotačního elipsoidu. Svislá osa je úměrná rychlosti paprsku mimořádného, vodorovná rychlosti paprsku řádného. Fresnelův elipsoid u opticky pozitivních minerálů má tvar zploštělý a u opticky negativních protažený podle optické osy.

Optická indikatrix podobně jako Fresnelův elipsoid vyjadřuje vztahy mezi rychlostmi paprsků v krystalu, definuje vztahy mezi indexy světelného lomu n_e a n_o paprsku mimořádného a řádného. Tvar indikatrix je rotační elipsoid, jehož svislá osa odpovídá hodnotě indexu světelného lomu paprsku mimořádného a vodorovná odpovídá hodnotě indexu světelného lomu paprsku řádného. Směr protažení indikatrix je pro pozitivní a negativní minerály vždy opačný vzhledem k Fresnelovu elipsoidu, to je dáno reciprokým vztahem mezi rychlostí paprsku a jeho indexem světelného lomu.

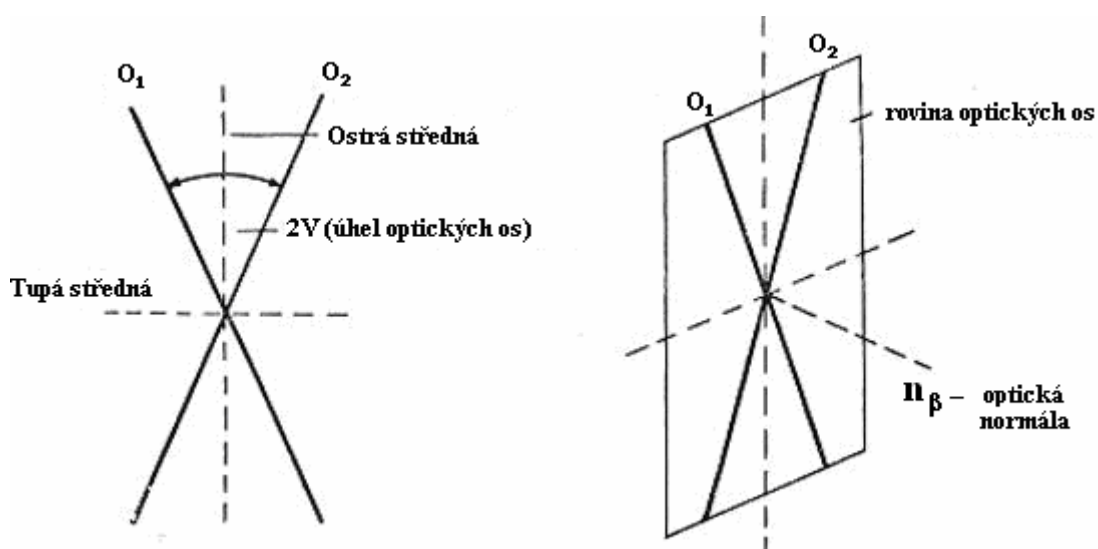


Obr.7: Indikatrix jednoosého minerálu opticky pozitivního (a) a opticky negativního (b). P je směr paprsku (převzato z [3]).

3.4 Krystaly anizotropní dvojosé

Jsou anizotropní krystaly se dvěma směry optické izotropie. Náleží k nim všechny krystaly romboické, monoklinické a triklinické soustavy. Optické vlastnosti dvojosých krystalů jsou poněkud komplikovanější, než vlastnosti krystalů jednoosých. Existují zde dva směry, ve kterých se světelný paprsek šíří, aniž by docházelo k jeho dvojlomu. Tyto směry odpovídají dvěma optickým osám, značeným O_1 a O_2 . Rovina v níž leží obě optické osy, se nazývá rovina optických os. Optické osy spolu svírají úhel, který se označuje jako úhel optických os ($2V$). Jeho hodnota může být dobrým diagnostickým znakem, ale často jeho velikost kolísá s chemickým složením nebo je závislá na tlakovém postížení. K jeho měření se používá konometr, nebo se měří přímo z konoskopického obrázku v polarizačním mikroskopu.

V krystalech dvojosých látek můžeme dále nalézt tři navzájem kolmé směry, které nazýváme hlavní optické směry X , Y a Z . Indexy lomu v těchto směrech nazýváme hlavní indexy lomu a značíme je n_α , n_β , n_γ . Hlavnímu optickému směru X náleží vždy index lomu n_α , směru Y index lomu n_β a směru Z index lomu n_γ . Index n_β , někdy také nazývaný jako optická normála, je vždy kolmý k rovině optických os. Indexy světelného lomu n_α a n_γ leží vždy v rovině optických os. Jeden z nich pólí ostrý úhel optických os a označuje se jako ostrá středná (ostrá bisektrice), druhý z nich pólí tupý úhel optických os a označuje se jako tupá středná (tupá bisektrice).



Obr.č: Úhel optických os a rovina optických os.

Velikost dvojlomu dvojosých krystalů vypočítáme:

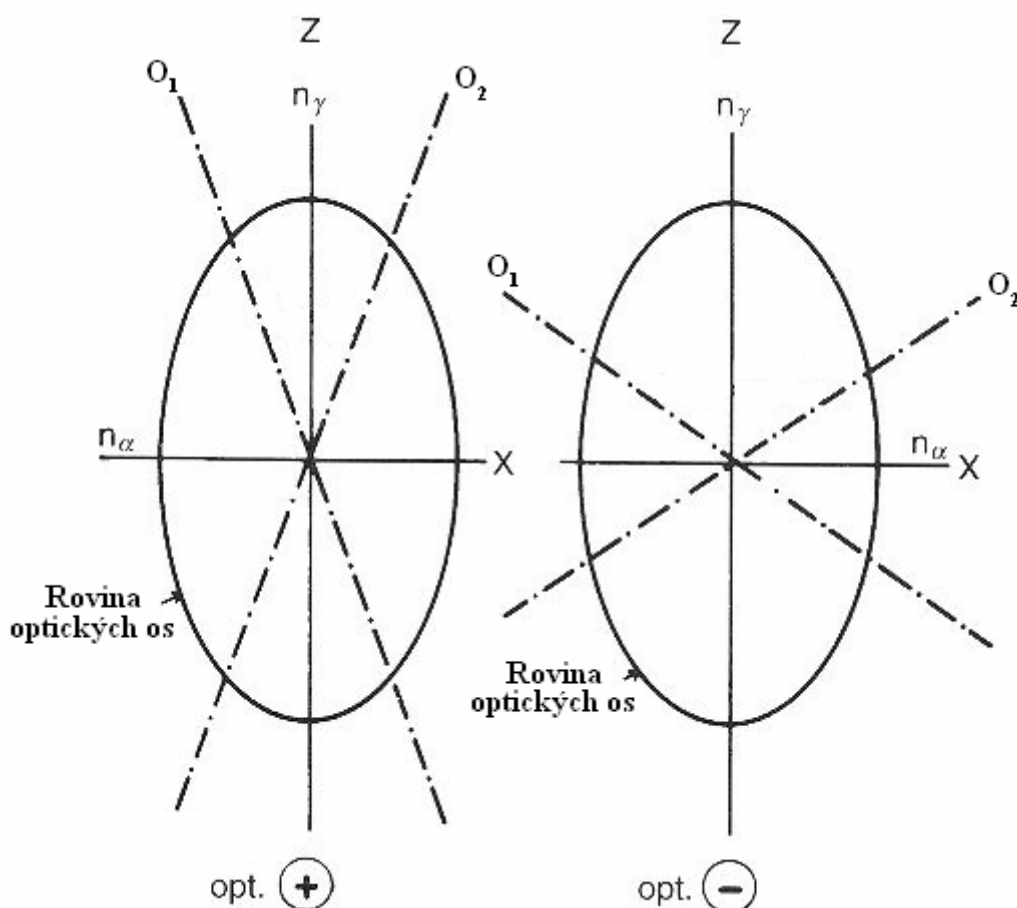
$$d = n_\gamma - n_\alpha, \quad (3.11)$$

Kde d je velikost dvojlomu opticky dvojosých látek

n_γ je index lomu v hlavním optickém směru Z

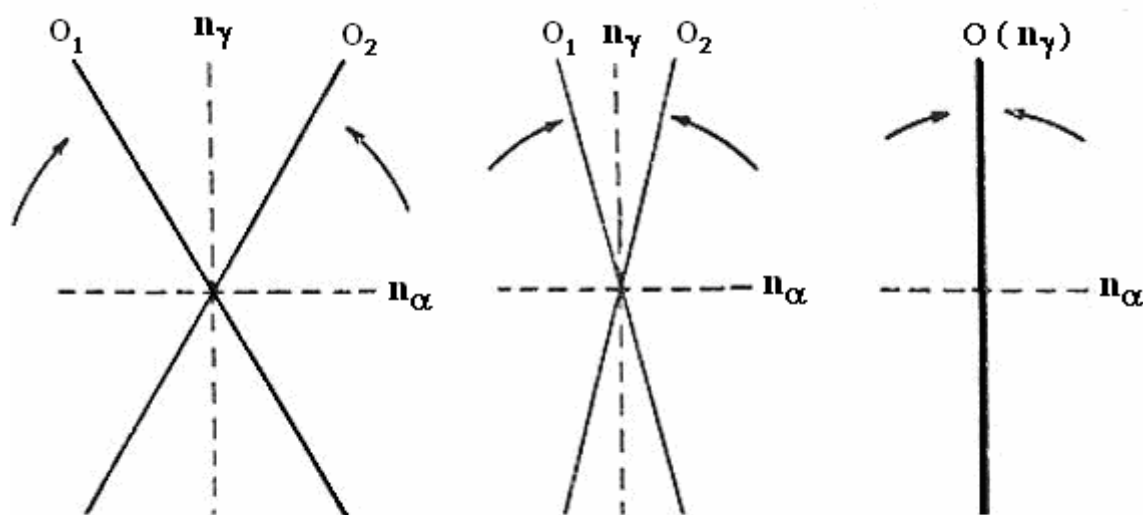
n_α je index lomu v hlavním optickém směru X

Protože n_γ je vždy větší než n_α , je velikost dvojlomu dvojosých krystalů vždy větší než nula. Z toho důvodu je dělení dvojosých minerálů podle optického charakteru založeno na jiném principu než u jednoosých (obr.9). Je-li ostrou střednou hlavní optický směr Y s indexem lomu n_γ , jde o minerál dvojosý pozitivní (stejně jako u jednoosých krystalů značíme $Chm+$). Je-li ostrou střednou hlavní optický směr X s indexem lomu n_α , jde o minerál dvojosý negativní (značíme $Chm-$). Velikost dvojlomu i charakter minerálu jsou charakteristické vlastnosti každého dvojosého minerálu.



Obr.9: Dělení dvojosých minerálů podle jejich optického charakteru.

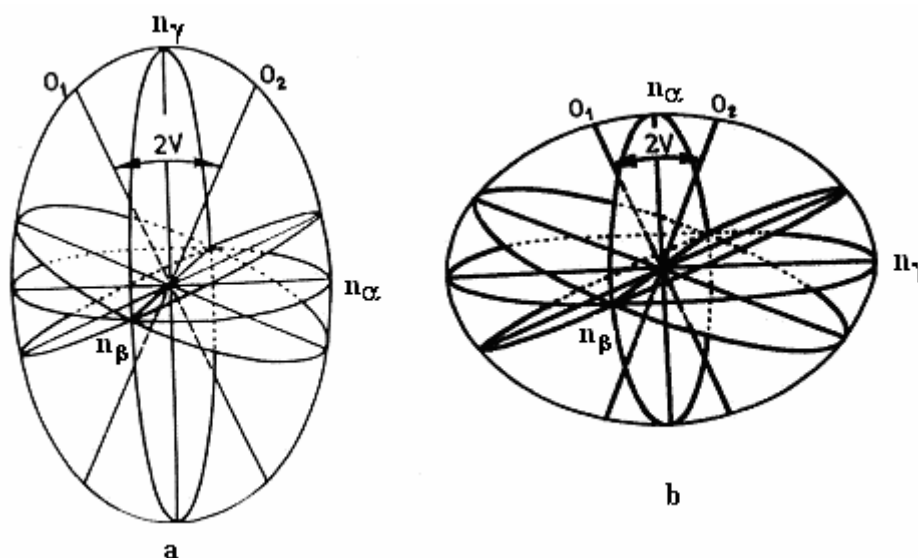
V optickém charakteru je možné najít logickou spojitost s minerály jednoosými. Vyjdeme-li z dvojosého minerálu opticky pozitivního, jeho ostrá středná je tvořena indexem n_γ . Bude-li se úhel optických os zmenšovat tak, že obě osy splynou v jednu, dostaneme jednoosý minerál s indexem n_γ ve směru optické osy O a jeho charakter bude opět pozitivní.



Obr.10: Spojitost jednoosých a dvojosých minerálů.

U anizotropních dvojosých minerálů je také důležitá optická orientace, tj. vztah optických směrů ke krystalografickým osám. U minerálů s rombickou symetrií souhlasí směry n_α , n_β , n_γ se směry krystalových os x , y , z . Ve směru každé krystalografické osy může být kterýkoliv optický směr, je tedy celkem šest možných kombinací. V monoklinické soustavě souhlasí jeden z optických směrů s krystalografickou osou y , ostatní optické směry se od krystalografických os x a z více či méně odchyľují. V triklinické soustavě se zpravidla optické směry s krystalografickými osami mĳí.

Vlnoplocha dvojosých minerálů je složitější tvar nežli u minerálů jednoosých. Jedná se o velmi složitý prostorový tvar (plocha 4. řádu), obdobně jako Fresnelův elipsoid. Indikatrix u již nemá podobu rotačního elipsoidu jako u minerálu jednoosých, nýbrž nabývá tvaru trojosého elipsoidu vznikajícího na základě tří nesterjně dlouhých os vzájemně na sebe kolmých (viz. obr.11).



Obr.11: Indikatrix dvojsového minerálu opticky pozitivního (a) a opticky negativního (b) (převzato z [3]).

3.5 Stáčení polarizační roviny

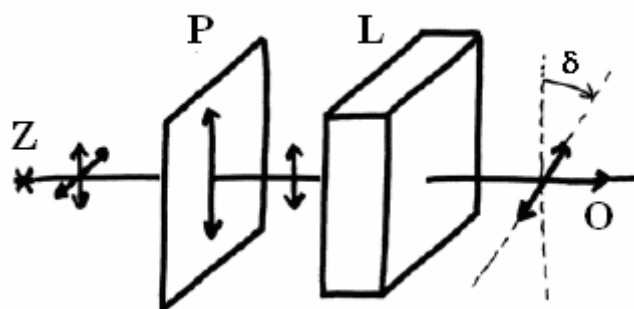
Při průchodu lineárně polarizovaného světla některými prostředími dochází k jevu stáčení polarizační roviny. Schopnost látek stáčet směr polarizace lineárně polarizovaného světla se nazývá optická aktivita. Můžeme jej pozorovat u některých krystalických materiálů a také u mnohých organických kapalin. Konečně i některé látky, samy o sobě opticky neaktivní, vykazují optickou aktivitu po vložení do magnetického pole.

3.5.1 Optická aktivita

Některé látky mají schopnost stáčet směr polarizace lineárně polarizovaného světla. Tento jev byl pozorován jak u látek opticky anizotropních, tak i u látek opticky izotropních (např. vodné roztoky cukrů). Dále bylo zjištěno, že každá taková látka se vyskytuje ve dvou modifikacích, z nichž jedna stáčí směr polarizace proti směru pohybu hodinových ručiček a druhá ve směru pohybu hodinových ručiček.

Nejčastěji je optická aktivita ilustrována na křemenné destičce, a to v uspořádání zobrazeném na připojeném obrázku 14. V tomto uspořádání je světlo vycházející ze zdroje Z lineárně polarizováno polarizátorem P . Po průchodu křemennou destičkou L

zůstává světlo lineárně polarizováno, pouze jeho polarizační směr se pootočí o úhel δ . Jak již bylo uvedeno výše, existují dva typy křemenných krystalů, jeden stáčí směr polarizace lineárně polarizovaného světla doprava, druhý doleva. Zdůrazněme též, že v uspořádání z obrázku je optická osa křemenné destičky rovnoběžná se směrem paprsků vycházejících ze zdroje Z. Bez ohledu na svou polarizaci jsou tedy všechny paprsky řádné a optická anizotropie krystalu křemene nehraje v tomto případě žádnou roli.



Obr.14: Stáčení polarizační roviny

Optická aktivita látek souvisí s jejich vnitřní zrcadlovou asymetrií. Molekuly opticky aktivních látek či krystalické mřížky opticky aktivních krystalů není možno pomocí prostorových posunutí a otočení ztotožnit s jejich zrcadlovými obrazy. V makroskopickém popisu opticky aktivních látek se toto projeví odlišností indexů lomu pro levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizaci procházejícího světla. Dá se totiž dokázat, že lineárně polarizované světlo je vždy možno rozložit na dvě protisměrně kruhově polarizované složky. Předpokládejme, že se prostorem šíří ve směru osy x dvě kruhově polarizované rovinné monochromatické vlny, pak

vlna pravotočivá

$$\vec{E}_P = \left[0, E_0 \cdot \cos \cdot (kx - \omega t), E_0 \cdot \cos \cdot \left(kx - \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \right] = [0, E_0 \cdot \cos \cdot (kx - \omega t), -E_0 \cdot \sin \cdot (kx - \omega t)] \quad (3.12)$$

vlna levotočivá

$$\vec{E}_L = \left[0, E_0 \cdot \cos \cdot (kx - \omega t), E_0 \cdot \cos \cdot \left(kx - \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right] = [0, E_0 \cdot \cos \cdot (kx - \omega t), E_0 \cdot \sin \cdot (kx - \omega t)] \quad (3.13)$$

Složením těchto dvou kruhově polarizovaných vln získáme vlnu

$$\vec{E} \equiv \vec{E}_P + \vec{E}_L = [0, 2E_0 \cos(kx - \omega t), 0] , \quad (3.14)$$

kteřá je lineárně polarizovaná ve směru souřadnicové osy y . Na získaný výsledek můžeme ovšem pohlízet rovněž tak, že lineárně polarizovanou vlnu \vec{E} můžeme rozložit na dvě kruhově polarizované vlny \vec{E}_P a \vec{E}_L .

Po průchodu opticky aktivní látkou vznikne v důsledku rozdílnosti indexů lomu pro pravotočivou a levotočivou složku mezi těmito složkami nenulový fázový posun, který se projeví pootočením polarizačního směru výsledné vlny.

$$\vec{E}_P = [0, E_0 \cdot \cos(kx - \omega t), E_0 \cdot \sin(kx - \omega t)], \quad (3.15)$$

$$\vec{E}_L = [0, E_0 \cdot \cos(kx - \omega t + \phi), E_0 \cdot \sin(kx - \omega t + \phi)], \quad (3.16)$$

vznikne jejich složením vznikne vlna

$$\vec{E} \equiv \vec{E}_P + \vec{E}_L = \left[0, 2 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \cos\left(kx - \omega t + \frac{\phi}{2}\right), 2 E_0 \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \cos\left(kx - \omega t + \frac{\phi}{2}\right) \right], \quad (3.17)$$

kteřá je podobně jako z předcházející součtu \vec{E}_P a \vec{E}_L polarizovaná lineárně, ale jejíž polarizační směr je vůči polarizačnímu směru \vec{E} , pootočen o úhel $\delta = \Phi / 2$. Fázový posun mezi protisměrnými kruhovými polarizacemi dává tedy v konečném důsledku pootočení polarizačního směru složené lineárně polarizované vlny.

3.5.2 Krystalické opticky aktivní látky

Jsou to látky s takovou krystalickou strukturou, jejíž bodová grupa symetrie obsahuje šroubovou osu (kteřá spojuje otáčení s translací). Dopadne-li na krystal takové látky lineárně polarizované světlo ve směru šroubové osy, pak se rozloží na dvě kruhově polarizované složky, z nichž jedna je pravotočivá a druhá je levotočivá. Krystalografická šroubová osa však odpovídá buď pravotočivému, nebo levotočivému šroubu. Podél osy (odpovídající určitému smyslu otáčení šroubu) se ale různou rychlostí šíří světlo s pravotočivou kruhovou polarizací a s levotočivou kruhovou polarizací. To ovšem znamená, že index lomu pravotočivě kruhově polarizovaného světla n_p bude různý od indexu lomu levotočivě kruhově polarizovaného světla n_l .

A tedy při průchodu polarizovaného světla opticky aktivním krystalem se objeví opět lineárně polarizované světlo, ale jak už bylo naznačeno na konci minulé kapitoly

jeho rovina polarizace je pootočena o úhel δ vůči polarizační rovině dopadajícího lineárně polarizovaného světla. Úhel, pro který platí

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} \cdot (n_l - n_p) \cdot L = \rho \cdot L \quad (3.18)$$

se nazývá úhel stočení polarizační roviny. Ze vztahu 3.12 je zřejmé, že úhel polarizační roviny je přímo úměrný dráze L (tloušťka materiálu), kterou vlna projde v opticky aktivním materiálu. Proto se zavádí měrná stáčivost ρ opticky aktivní látky

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda} \cdot (n_l(\lambda) - n_p(\lambda)) \quad (3.19)$$

která představuje úhel stočení vztažený na jednotkovou délku opticky aktivního materiálu a která závisí na vlnové délce v důsledku disperze. Zde pak hovoříme o tzv. rotační disperzi. Index lomu však závisí i na teplotě, proto obecně je

$$\rho = \rho(\lambda, T). \quad (3.20)$$

O tom jaké bude stočení daného minerálu nebo jestli bude vůbec krystal opticky aktivní nám může napovědět jeho krystalová symetrie. Tato krystalová symetrie je úzce spjata z gyračním tenzorem g_{ij} , který má různá specifika pro různé symetrie krystalu. Podrobně vysvětluje tuto provázanost se symetrií krystalu s gyračním tenzorem g_{ij} J.F.Nye [4].

3.6 Fázový přechod

Fázový přechod též fázová přeměna je přeměna jedné fáze v jinou, aby nastal stav termodynamické rovnováhy, která byla porušena vlivem vnějších sil. Fáze je část termodynamické soustavy, která je fyzikálně i chemicky homogenní a od ostatní části soustavy je oddělena ostrým fázovým rozhraním za předpokladu, že nepůsobí vnější síly. Vlastností fázového přechodu je nečekaně náhlá změna v jedné nebo i více fyzikálních vlastnostech.

Fázový přechod dělíme podle Ehrenfesta na fázový přechod prvního druhu a druhého druhu (řádu). Pro fázový přechod platí, že při dané teplotě a tlaku a stejné hmotnosti látky jsou si volné entalpie obou fází rovny:

$$G_1(p, T) = G_2(p, T), \quad (3.21)$$

tj. volná entalpie soustavy jako celku se při přeměně látky z jedné fáze do druhé (při fázovém přechodu) nezmění.

Pro fázový přechod prvního druhu se první derivace volné entalpie pro obě fáze liší:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p = -S, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T = V. \quad (3.22)$$

Fázový přechod prvního druhu je charakterizován tím, že se při teplotě fázového přechodu skokem mění vnitřní energie U látky a měrný objem v , dochází při něm k přijímání nebo odevzdání tepla fázového přechodu. Tyto přechody se nazývají změny skupenství, například tání, vypařování atd. V případě, že je první derivace volné entalpie pro obě fáze nulová, jedná se o fázový přechod druhého druhu. Při tomto přechodu se nemění měrný objem látky, látka nepřijímá ani neodevzdává teplo fázového přechodu. Mění se při něm skokem charakteristické veličiny dané látky. Typickým příkladem fázového přechodu je přechod pevné feromagnetické látky v paramagnetickou látku při Curiově teplotě.

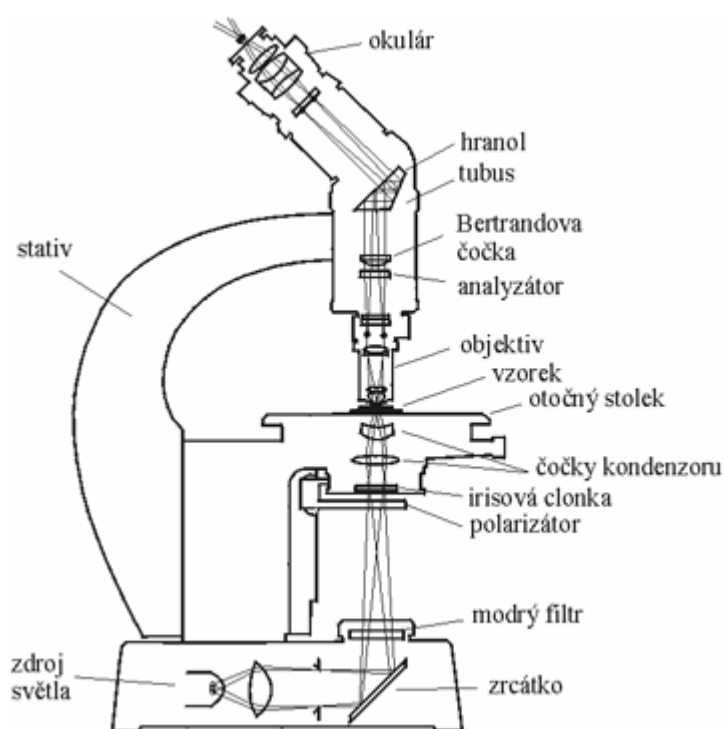
Fázových přechodů je celá řada, ale v této práci se pozorují fázové přechody v krystalech. Krystal má pevné skupenství, tedy skupenství v němž je celková kinetická energie částic menší, než celková energie jejich vzájemného působení. Částice jsou v něm uspořádány dlouhodobě a mají dalekodosahové uspořádání.

Při zahřívání nebo ochlazování krystalů dochází při určité teplotě k přeměně fáze a tedy k fázovému přechodu. Jedná se o přechod mezi dvěma různými krystalovými soustavami, například přechod z krystalové struktury tetragonální do krystalové struktury kubické (viz. kapitola 2.2.1).

4. Použité měřicí přístroje

4.1 Polarizační mikroskop

V současné době se používá řada polarizačních mikroskopů různé konstrukce. Principiálně jsou si všechny polarizační mikroskopy podobné a obdobná je i práce s nimi. Kvalitní mikroskopy jsou velmi drahé a citlivé přístroje, proto je třeba zachovávat při práci s nimi čistotu a opatrnost. Jednoduchý polarizační mikroskop je zobrazen na obrázku 14.



Obr.14: Jednoduchého schéma polarizačního mikroskopu.

4.1.1 Popis polarizačního mikroskopu

Základem mikroskopu je stativ nebo podstavec, ve kterém je zpravidla zabudován transformátor a světelný zdroj. Ve spodní části je tlačítko pro zapnutí a vypnutí přístroje a potenciometr, který reguluje intenzitu používaného světla. V horní části je na stativ připevněn tubus na jehož horním konci je okulárová čočka a na spodním objektivová čočka. Kombinace zvětšení objektivu a okuláru (jejich součin) udává výsledné zvětšení mikroskopu. Objektiv vytvoří zvětšený, jasný a ostrý obraz, který se okulárem pouze zvětšuje. Pro běžné mineralogické práce se používá objektivů s malým zvětšením

(zpravidla 2x), středním zvětšením (zpravidla 10x) a velkým zvětšením (zpravidla 50x). Objektivy bývají umístěny na otočném držáku, takže jejich výměna je velice snadná. Charakteristiky objektivů jsou vyryty na jejich plášti a zpravidla udávají pracovní vzdálenost a šířku apertury. Každý objektiv čočku je možno centrovat (umístit do středu světelného svazku) pomocí centrujících šroubů. Okuláry mají zpravidla zvětšení 5x – 10x. Přibližně ve středu stativu je umístěn posuvný otáčivý pracovní stolek, na který se ukládají preparáty a na jehož obvodu je vyznačena úhlová stupnice.

Pod pracovním stolem (tj. mezi stolem a zdrojem světla) je umístěna kondenzorová část, kterou tvoří kondenzorová čočka, aperturní clona a polarizátor. Kondenzorová čočka se při běžné práci a běžném zvětšení nepoužívá, do svazku se zasunuje pouze při pozorování při velkém zvětšení nebo v silně sbíhavém světle (konoskopická pozorování). Pro optimální obraz je třeba, aby byla ve středu světelného svazku a proto je často vybavena centrujícími šrouby. Clona pod kondenzorovou čočkou umožňuje regulaci hloubky ostrosti a intenzitu osvětlení pozorovaného objektu. Posledním zařízením této části mikroskopu je polarizátor, který obyčejné světlo ze zdroje mění na světlo lineárně polarizované v předozadní rovině mikroskopu. Tuto část nelze zpravidla vyjmout, s polarizátorem lze pouze otáčet.

Mezi objektivem a okulárem je umístěn otvor pro zasunutí kompenzátorů, analyzátor a Bertrandova čočka. Otvor pro kompenzátory (křemenný klín, sádrovcová destička) svírá s rovinou předozadní 45° . Při běžném pozorování je na otvoru nasazen kryt. Bertrandova čočka se užívá pouze při pozorování konoskopických obrázků. A analyzátor je stejné zařízení jako polarizátor, ale propouští pouze světlo polarizované v pravolevé rovině mikroskopu. Analyzátor může být ve dvou polohách a to zasunutý nebo vysunutý. Je-li analyzátor vysunut, mluvíme o pozorování s jedním polarizačním filtrem. Zasuneme-li analyzátor pozorujeme se dvěma polarizačními filtry.

4.1.2 Pozorování s jedním polarizačním filtrem

Minerály pozorujeme v lineárně polarizovaném světle, zasunut je pouze polarizátor, zatímco analyzátor je vyjmut z dráhy světelného svazku. Obyčejné (nepolarizované) světlo vstoupí z osvětlovacího zařízení do polarizátoru, kde dojde k jeho polarizaci dvojlomem a k eliminaci jednoho z takto vzniklých paprsků. Druhý paprsek vystoupí z polarizátoru a prochází dále optikou mikroskopu až k

pozorovatelově oku. Toto světlo je již polarizované, to znamená, že všechny paprsky kmitají v jedné rovině. U většiny polarizačních mikroskopů se polarizátor nastavuje tak, že tato rovina probíhá v předozadním směru. V tomto režimu můžeme u minerálů pozorovat barvu, pleochroismus, reliéf, Beckeho linku, tvar, štěpnost a uzavřeniny.

4.1.3 Pozorování se dvěma polarizačními filtry

Při pozorování minerálů se dvěma polarizačními filtry je spolu s polarizátorem zasunut i analyzátor. Pokud jsou v dráze paprsku oba filtry (polarizátor i analyzátor), do okuláru neprojde žádný světelný svazek, pokud pozorovaný objekt není anizotropní. Roviny kmitu obou filtrů jsou navzájem kolmé, polarizátor propouští světlo polarizované v rovině předozadní a analyzátor propouští světlo kmitající v rovině pravolevé. Při tomto pozorování lze rozlišit izotropní a anizotropní minerály, sledovat zhášení a stanovovat velikost dvojlomu. A také, jako tomu bylo u pozorování s jedním filtrem, můžeme sledovat tvar, štěpnost a uzavřeniny.

Navíc při pozorování s těmito dvěma polarizačními filtry se provádí tzv. konoskopické pozorování. Toto pozorování umožňuje určit, zda je studovaný minerál opticky jednoosý či dvojosý, a dále, zda je jeho optický charakter pozitivní či negativní. K tomu se používá Bertrandovy čočky. Zasuneme-li do optické soustavy mikroskopu Bertrandovu čočku, přebudujeme mikroskop na tzv. konoskop (na rozdíl od ortoskopu, který se používá běžněji). Rozdíl spočívá v tom, že v konoskopu se světelné paprsky kuželovitě sbíhají, zatímco v ortoskopu postupují rovnoběžně. Využití konoskopického pozorování v praxi komplikuje skutečnost, že k němu potřebujeme pokud možno přesně orientovaný řez studovaného minerálu. U minerálů jednoosých jde o řez kolmý na optickou osu (poznáme jej tak, že je ve zkřížených filtrech stále tmavý). U dvojosých minerálů je třeba najít řez kolmý na ostrou střednou. Vyhledání vhodného řezu někdy pomůže průběh štěpných trhlin či omezení zrna.

4.2 Měřicí soustava

K měření optické stáčivosti a fázových přechodů je použita měřicí soustava, která obsahuje polarizační mikroskop BX60, k němuž je připojena digitální kamera Artcam 300MI. Dále do této soustavy patří teplotní komůrku THM600, chladicí zařízení LNP-94 a rozhraní CI94.

4.2.1 Mikroskop BX60

Obecné vlastnosti tohoto polarizačního mikroskopu jsou podrobně popsány v kapitole 4.1. K mikroskopu je dále připojena kamera Artcam 300MI, která je přes USB kabel připojena k počítači. V počítači pak za pomoci programu Quickphoto camera lze pořizovat digitální snímky z mikroskopu.



Obr.16: Polarizační mikroskop BX60.

4.2.2 Teplotní komůrka THM600

K zahřívání a chlazení krystalů je použita teplotní komůrka THM 600, do které jsou krystaly umísťovány. V této komůrce můžeme nastavovat teplotu od -196°C až do 600°C s přesností 0.1°C . Měřené vzorky jsou kladeny na hladký stříbrný topný článek, který zaručuje vynikající přestup tepla a extrémně citlivé měření. Přesná teplota v komůrce je měřena platinovým odporovým čidlem s přesností až 0.01°C . Pozorovaný vzorek se sleduje přes ultra tenké sklíčko 0.17mm a v komůrce se vzorkem je možno manipulovat ve svislém i vodorovném směru s posunem až o 16mm .



Obr.17: Teplotní komůrka THM600

4.2.3 CI94

CI 94 (computer input) slouží jako rozhraní mezi teplotní komůrkou a počítačem a je výhradně konstruován pro řízení přes počítač a tudíž neobsahuje žádné ruční řízení. Dále toto zařízení umožňuje řídit spotřebu tepla z 0.01°C do 130°C za minutu a rychlost chlazení z 0.01°C do $100^{\circ}\text{C}/\text{min}$. K počítači je toto rozhraní připojeno přes sériový kábel RS 232. V počítači se pak teplota v komůrce řídí za pomoci programu Liksys32.



Obr.18: Rozhraní CI94

4.2.4 Chladicí systém LNP 94/2

LNP 94/2 (Liquid Nitrogen Pump), neboli čerpadlo kapalného dusíku sloužící k chlazení až na -196°C , což je minimální teplota kapalného dusíku, který slouží jako chladicí médium. Tento chladicí systém obsahuje dvě pumpy pro rychlé chlazení. K minimální teplotě se za pomoci tohoto chladicího systému lze dostat za méně než dvě minuty. Ale je také hodně přesný a umožňuje pomalé chlazení po kroku $0,1^{\circ}\text{C}$. LNP 94/2 umožňuje jak manuální chlazení na přístroji s pěti stupni rychlosti ochlazování, ale také automatické chlazení s třiceti stupni rychlosti ochlazování.



Obr.19: chladicí systém LNP 94/2

5. Metodika měření

Stáčení polarizační roviny o určitý úhel δ je pozorováno a měřeno v nastavení se dvěma polarizačními filtry (viz. kapitola 5.1.2). K odečítání úhlu δ je přizpůsoben rotační analyzátor U-AN360, který je ocejchován stupnicí. Pootočení analyzátoru je možno odečítat s přesností na 0.1° .



Obr.20: Rotační analyzátor U-AN360.

Není-li pod objektivem vložen vzorek (krystal), tedy mezi polarizátorem a analyzátozem není žádný krystal, tak při otočení analyzátoru o 180° zjistíme, že se při tomto otočení viditelné pole v okuláru jednou úplně zatemní a jednou nabude maximálního osvětlení. Pole je úplně zatemněno, když kmitosměr analyzátoru stojí kolmo na kmitosměr polarizátoru. Naopak pole nabude maximálního osvětlení, když kmitosměr analyzátoru je rovnoběžný s kmitosměrem polarizátoru. Při dobrém seřízení celého mikroskopu je při maximálním zatemnění na analyzátoru 0° a maximálním osvětlení při 90° .

Nastavíme-li na analyzátoru 0° , v okuláru je vidět maximální zatemnění, a vložíme-li pod objektiv opticky aktivní látku, v mém případě krystal. Zjistíme, že došlo k pootočení polarizační roviny. Proto při 0° už nepozorujeme maximální zatemnění. Úhel, o který musíme analyzátozem pootočit, abychom opět viděli maximální zatemnění, je měřený úhel δ , o který se polarizační rovina stočila. Musíme-li analyzátozem k maximálnímu zatemnění otáčet ve směru hodinových ručiček, je krystal pravotočivý. Jestliže musíme otáčet analyzátozem proti směru hodinových ručiček, pro nastavení maximálního zatemnění, jedná se o krystal levotočivý.

K určení úhlu δ je třeba otočit analyzátozem o patřičný úhel, kde se nachází maximální zatemnění. Bohužel v okuláru mikroskopu nelze lidským okem přesně určit pod jakým úhlem je maximální zatemnění. Úhel, o který se polarizační rovina stočila, lze při tomto pozorování určit jen přibližně, s chybou okolo $\pm 5^\circ$. Tato chyba byla pro

moje měření nepříjemná, a tak jsem musel hledané nejtemnější pole vyhodnocovat jinak. K přesnějšímu měření úhlu δ jsem využíval kamery ARTCAM 300MI, která je připojena k mikroskopu. Za použití kamery a programu QuickPhoto camera jsem pořizoval snímky z mikroskopu. Pomocí zmiňovaného programu byl obraz z mikroskopu upraven některými funkcemi, aby bylo možné kvalitnější vyhodnocení maximálního zatemnění. Těmito funkcemi byly zejména: nastavení expozičního času, přidání jasu a potlačení nebo preferování modré či červené barvy. Jaká barva bude potlačena nebo preferována bylo dáno tím, při jaké vlnové délce je měření prováděno. Například pokud bylo měřeno při vlnové délce 434nm, která odpovídá modré barvě, byla při focení obrazu preferována barva modrá.

Pro přesné určení při jakém úhlu je obraz maximálně zatemněn, a tedy kdy je nejmenší intenzita obrazu, byl zhotoven v programu Matlab jednoduchý program, který nám ukáže příslušnou intenzitu obrazu. Samotné měření tedy probíhalo tak, že jsem nejprve velice hrubě určil okem přibližný úhel otočení. Okolo tohoto úhlu je hrubě vyfoceno několik snímků s určitým úhlem nastaveným na analyzátoru. Zhotoveným programem jsem zjistil, pro který snímek respektive úhel je nejmenší intenzita. Okolo tohoto úhlu jsem provedl přesné měření. A to tak, že na analyzátoru se nastaví o pár desetin menší úhel než jaký jsem hrubě stanovil a tento obraz si vyfotím, poté na analyzátoru nastavím o $0,1^\circ$ více a znovu jsem pořídil snímek. Takto postupuji dál až nad můj hrubě stanovený úhel. Tímto měřením získám několik snímků, u kterých opět pomocí zhotoveného programu stanovím příslušnou intenzitu. Intenzita zhotovených snímků se bude postupně snižovat k minimální hodnotě a potom znovu začne stoupat. Výsledek měření příslušných obrázků po vyhodnocení může například vypadat takto:

61.9762 61.9348 61.9252 61.8788 61.8025 61.9186 61.9838 62.0052

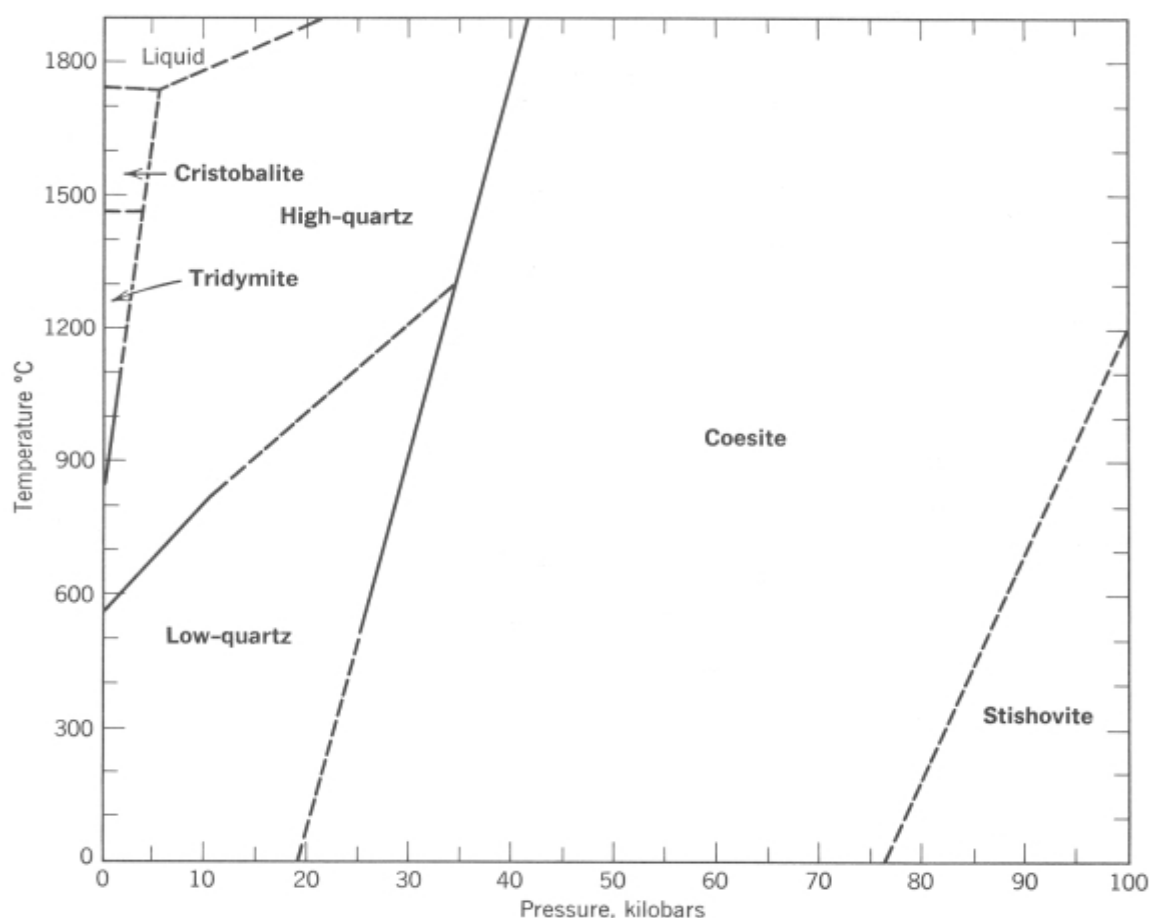
Obrázek s nejmenší intenzitou odpovídá určitému nastavenému úhlu na analyzátoru, tento úhel je hledaný úhel δ , tedy úhel o který se polarizační rovina stočila.

Tato metoda měření byla poněkud zdoluhavá. Pro rychlejší měření bylo zkoušeno měřit intenzitu celého obrazu fotodiodou na kterou bylo opticky soustředěno světlo z mikroskopu. Tímto způsobem by jsme intenzitu obrazu zjistily okamžitě. Bohužel fotodioda nebyla natolik citlivá, abychom mohli tuto metodu zvolit. Navíc firma Olympus neposkytuje žádné příslušenství, které by umožňovalo měřit intenzitu celého obrazu přímo. A tedy výše popsaná metoda se jevila jako nejvhodnější.

6. Výsledky měření a jejich zhodnocení

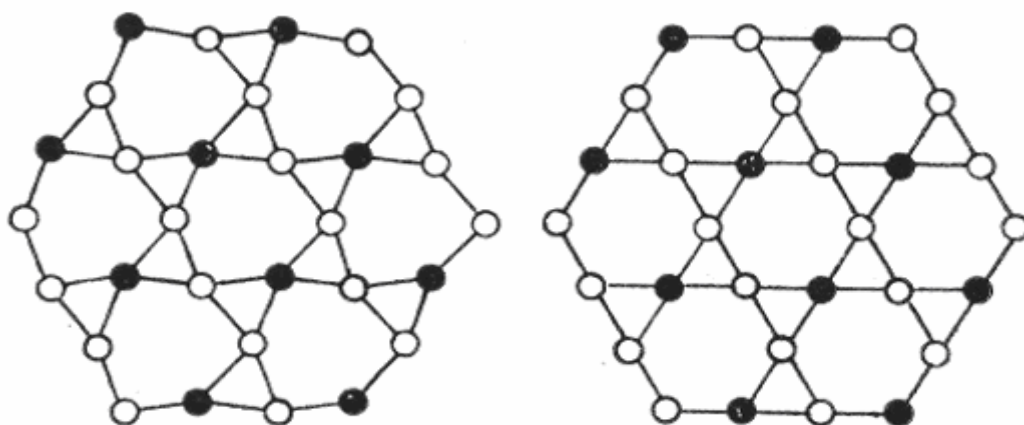
6.1 Vzorek SiO₂

Minerály skupiny SiO₂ se vyskytují v několika polymorfních modifikacích, v závislosti na teplotě a tlaku při jejich krystalizaci. Jak je vidět na obr.č.21 za normálního tlaku (101 kPa) dochází se vzrůstem teploty k následujícím přeměnám: α (nižší) křemen se mění při 573° C na β (vyšší) křemen, ten při 870° C přechází na vyšší tridymit a při 1470° C na vyšší cristobalit.



Obr.21: Stabilita polymorfních modifikací SiO₂ vyjádřená PT fázovým diagramem.
Podle Klein, Hurlbut (1993), převzato z [1].

Jako křemen se označují dvě polymorfní modifikace SiO₂: křemen nižší (α křemen) a křemen vyšší (β křemen). Teplota fázového přechodu obou modifikací je 573° C za normálního atmosférického tlaku. Krystalová struktura α-křemene je trigonální. Symetrie struktury odpovídá bodové grupě 32. Krystalová struktura β-křemene je hexagonální. Symetrie struktury odpovídá bodové grupě 622.



Obr.22:Schéma strukturní změny při rekonstruktivní polymorfní přeměně z nižšího křemene (vlevo) na vyšší křemen. Podle Rösler (1981), převzato z [1].

Obě modifikace křemene jsou opticky aktivní a mohou odpovídat buď pravotočivé nebo levotočivé formě. Levotočivost nebo pravotočivost křemene souvisí s jeho krystalovou strukturou. Točivost je způsobena tím, že molekuly křemíku a s nimi i kyslíku jsou rozloženy podél optické osy na šroubovici, která je buď pravotočivá nebo levotočivá.

6.1.1 Výsledky měření

Úhel δ , o který se stočila polarizační rovina byl měřen u teplot $T = 27^\circ\text{C}$, $T = 200^\circ\text{C}$ a $T = 400^\circ\text{C}$ pro všechny dostupné interferenční filtry a jím příslušející vlnové délky. Změřený úhel δ je vydělen tloušťkou měřeného vzorku ($L = 2,04\text{mm}$), abychom získali měrnou stáčivost ρ . Výsledky z tohoto měření jsou vidět v tab.2 a na obr. 23. Po té se provádělo měření úhlu δ pro dvě zvolené vlnové délky pro teploty od 27°C až do 600°C . Změřený úhel δ je opět vydělen tloušťkou měřeného vzorku pro získání měrné stáčivosti ρ . Výsledky z tohoto měření jsou vidět v tab. 3 - 4 a na obr. 24-27.

λ [nm]	ρ [°/mm] ($T=27^\circ\text{C}$)	ρ [°/mm] ($T=200^\circ\text{C}$)	ρ [°/mm] ($T=400^\circ\text{C}$)
436	43,1	43,3	43,6
450	40	40,7	42,1
466	38,5	38,9	39,1
480	36,3	36,6	37,1
491	33,9	34,7	35,7
535	28,9	30,4	30,6
554	27,3	28,1	28,5
578	25,1	25,9	26,3
600	24,3	25,0	25,4
625	22,1	22,8	23,1

Tab.2: Měrná stáčivost ρ pro tři různé teploty T a pro různé vlnové délky λ .

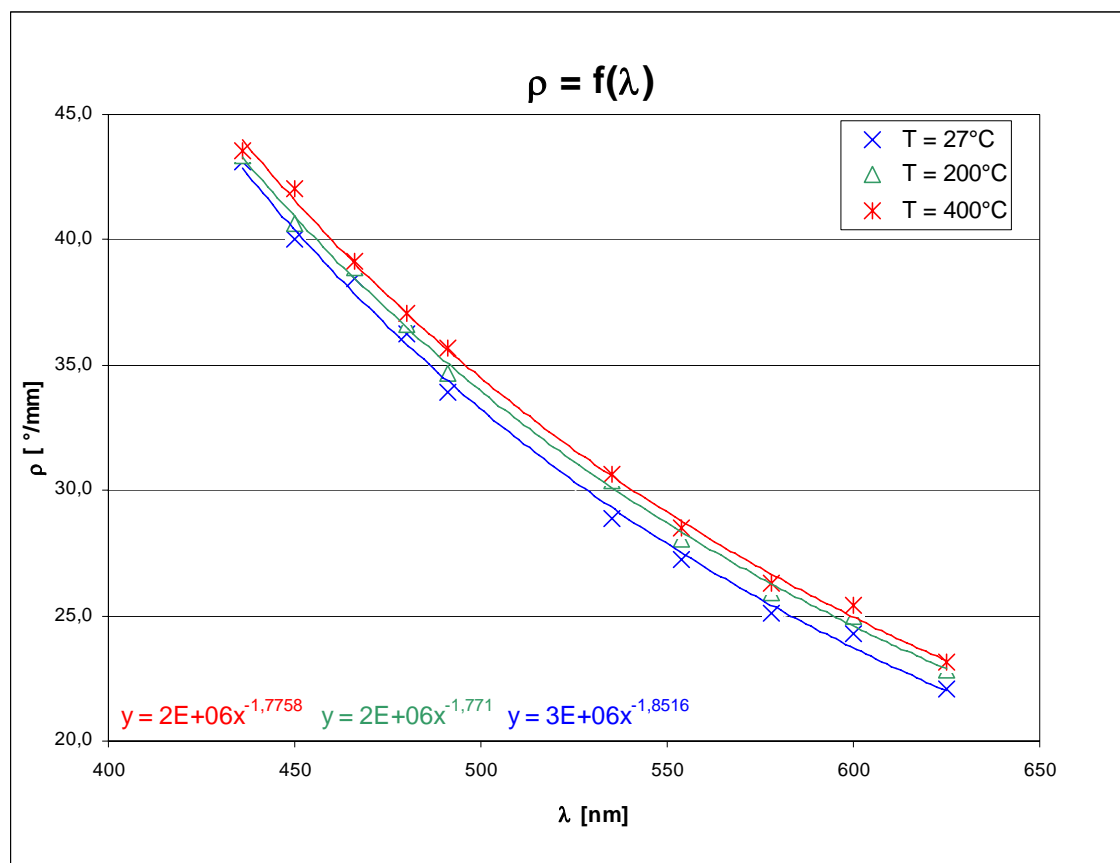
$\lambda = 600 \text{ nm}$

T [°C]	ρ [°/mm]
24	24,3
200	24,7
400	25,4
500	26,0
550	26,2
570	26,3
572	26,3
573	26,4
574	26,5
576	26,5
600	26,6

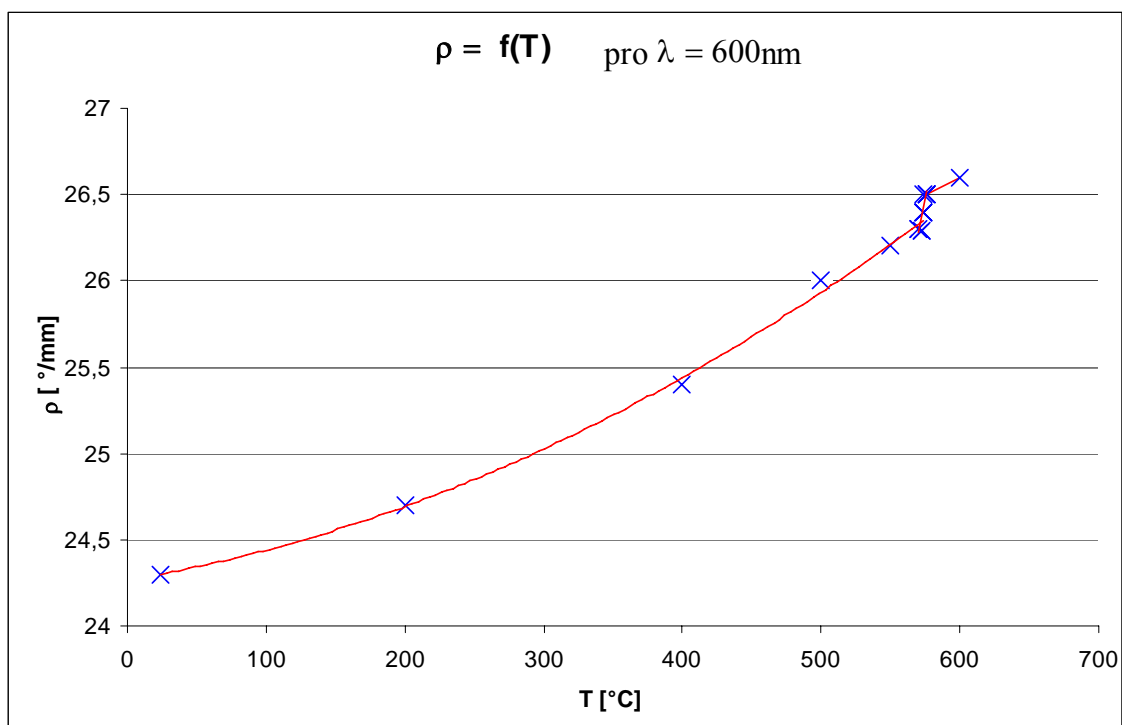
$\lambda = 450 \text{ nm}$

T [°C]	ρ [°/mm]
34	40,0
200	40,7
400	42,1
500	42,9
550	43,3
570	43,8
572	43,8
573	43,9
574	44,0
576	44,0
600	44,1

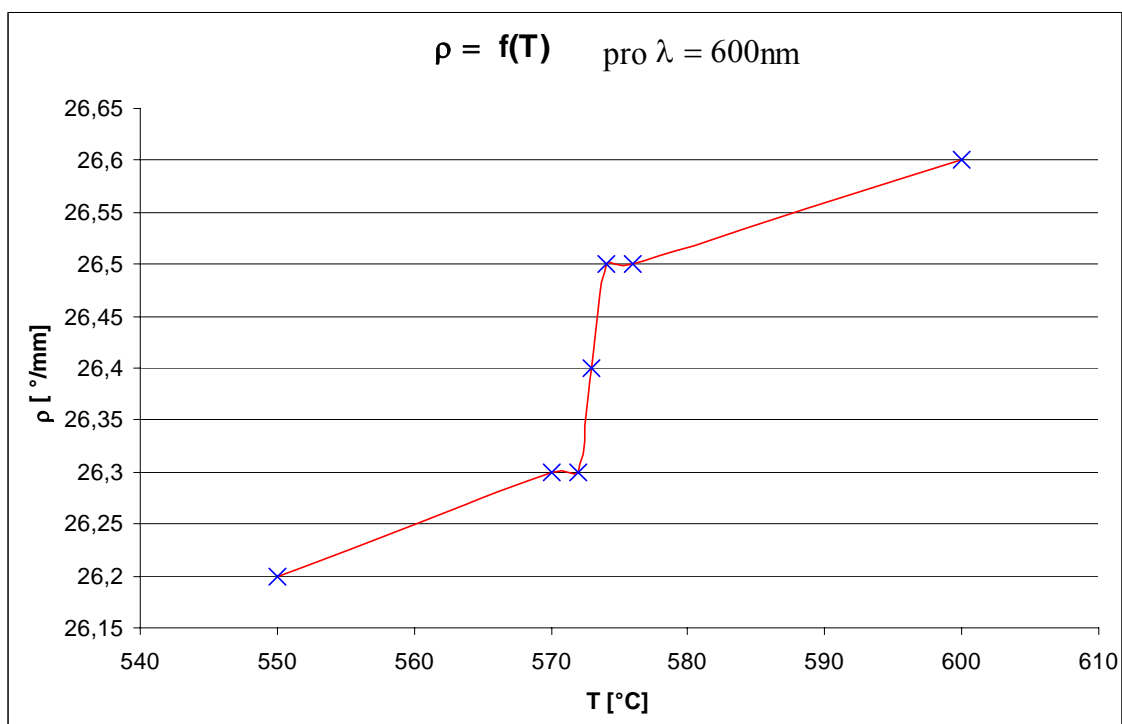
Tab. 3-4: Měrná stáčivost ρ pro dvě různé vlnové délky λ a pro různé teploty T .



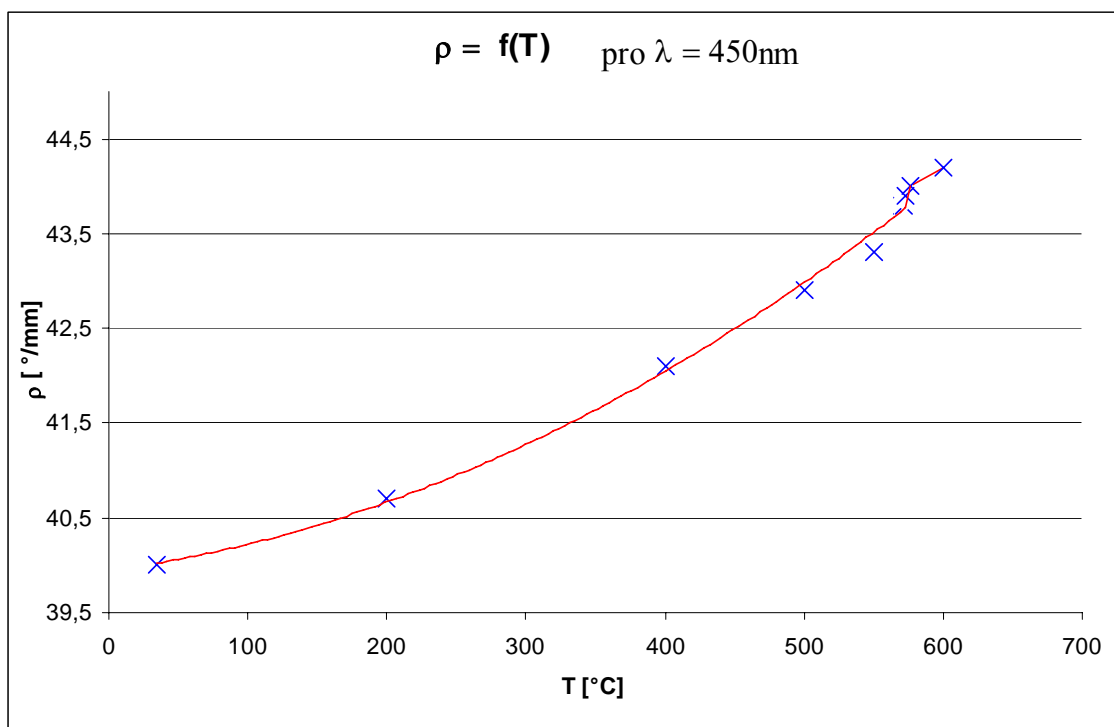
Obr.23: Závislost měrné stáčivosti ρ na vlnové délce λ pro tři různé teploty T .



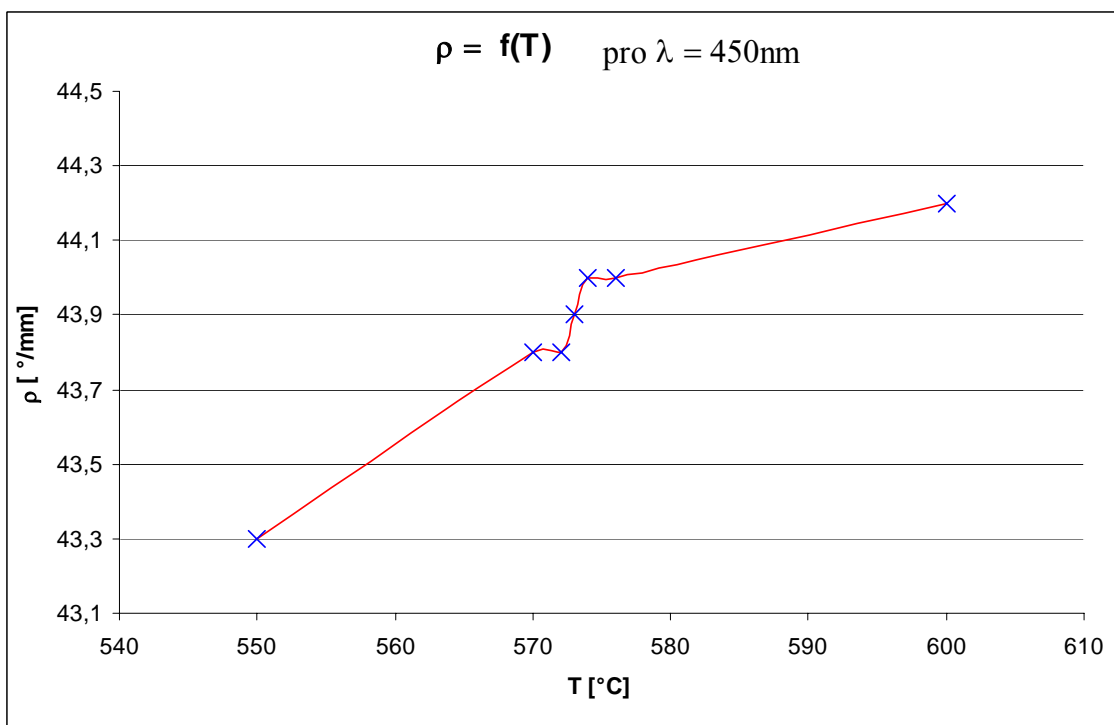
Obr.24: Závislost měrné stáčivosti ρ na teplotě T pro vlnovou délku $\lambda = 600\text{nm}$.



Obr.25: Závislost měrné stáčivosti ρ na teplotě T pro vlnovou délku $\lambda = 600\text{nm}$
v oblasti fázového přechodu.



Obr. 26: Závislost měrné stáčivosti ρ na teplotě T pro vlnovou délku $\lambda = 600\text{nm}$.



Obr.27: Závislost měrné stáčivosti ρ na teplotě T pro vlnovou délku $\lambda = 450\text{nm}$
v oblasti fázového přechodu

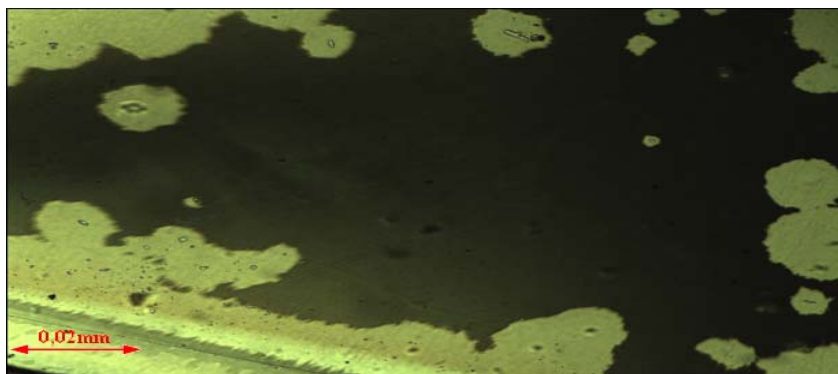
6.1.2 Zhodnocení výsledků

Můj měřený vzorek křemene se jeví jako pravotočivý, jelikož musím po vložení křemene točit s analyzátořem doprava, abych se dostal k maximálnímu zatemnění (viz. kap. 5). Tloušťka vzorku křemene je 2.04mm, tato tloušťka byla změřena laboratorním mikrometrem, který měří s přesností $\pm 5 \mu\text{m}$. Při pokojové teplotě se změřená měrná stáčivost ρ pro vlnové délky ve viditelném spektru pohybuje od 22 až do 43°/mm. Je pozorováno, že s rostoucí vlnovou délkou se toto stáčení snižuje a naopak s rostoucí teplotou se zvyšuje (viz. obr. 23). Pro tuto závislost měrné stáčivosti ρ na vlnové délce λ byly testovány různé formule, které popisuje V.Vyšín, I.Vyšín [5]. Těmito formule se nám naměřené výsledky nepodařilo vhodně proložit, ani při změně parametrů. Dále bylo zjištěno, že okolo fázového přechodu (573°C) se úhel stočení mění skokově (viz. obr 24-27).

Určitou chybu do mého měření vnáší teplotní roztažnost vzorku, která se nejvíce projevuje při vyšších teplotách. Teplotní roztažnost křemene velmi dobře popisuje J.P.Bachheimer [6]. Další chyby, které vnáší do mého měření určité nepřesnosti, je chyba odečtu ze stupnice analyzátořu ($\pm 0.05^\circ$) a chyba vlnové délky na daných interferenčních filtrech ($\pm 5\text{nm}$).

6.2 Vzorek $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$

Krystal $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ patří mezi feroelektrické materiály. Své feroelektrické vlastnosti vykazuje pod teplotou fázového přechodu, nad touto teplotou jeho feroelektrické vlastnosti mizí. Jeho fázový přechod je přibližně při teplotě 176°C. Pod touto teplotou má šesterečnou krystalovou strukturu s bodovou grupou 6. Nad touto teplotou se mění krystalová struktura z šesterečné na čtverečnou s bodovou grupou 3. Tento krystal obsahuje dva typy domén, které jsou pod teplotou fázového přechodu opticky aktivní. Jeden tip domén je levotočivě orientován a druhý naopak pravotočivě.



Obr.:28: Měřený vzorek $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$.

6.2.1 Výsledky měření

Tento vzorek krystalu byl měřen na ploše (0001). Dva různé typy domén, které byly na této ploše pozorovány, vznikly polarizací elektrickým polem ve směru kolmém k této ploše. Jelikož má tento krystal dva typy domén (viz. obr.28), musela se vybrat vhodná velká doména, na které se stočení měřilo. Tento výběr vhodné oblasti byl důležitý, protože kdyby nám do oblasti snímané kamerou zasahovala doména druhého typu, výrazně by ovlivňovala měření. Úhel δ , o který se stočila polarizační rovina této vybrané domény, byl měřen u teplot $T = 27^\circ\text{C}$, $T = 90^\circ\text{C}$ a $T = 150^\circ\text{C}$ pro všechny dostupné interferenční filtry a jím příslušející vlnové délky. Změřený úhel δ je vydělen tloušťkou měřeného vzorku ($L = 1,08\text{mm}$), abychom získali měrnou stáčivost ρ . Výsledky z tohoto měření jsou vidět v tab. 5 a na obr. 29. Po té se provádělo měření úhlu δ pro jednu zvolenou vlnovou délku pro teploty od 27°C až do 190°C . Změřený úhel δ je opět vydělen tloušťkou měřeného vzorku pro získání měrné stáčivosti ρ . Výsledky z tohoto měření jsou vidět v tab. 6 a na obr. 30.

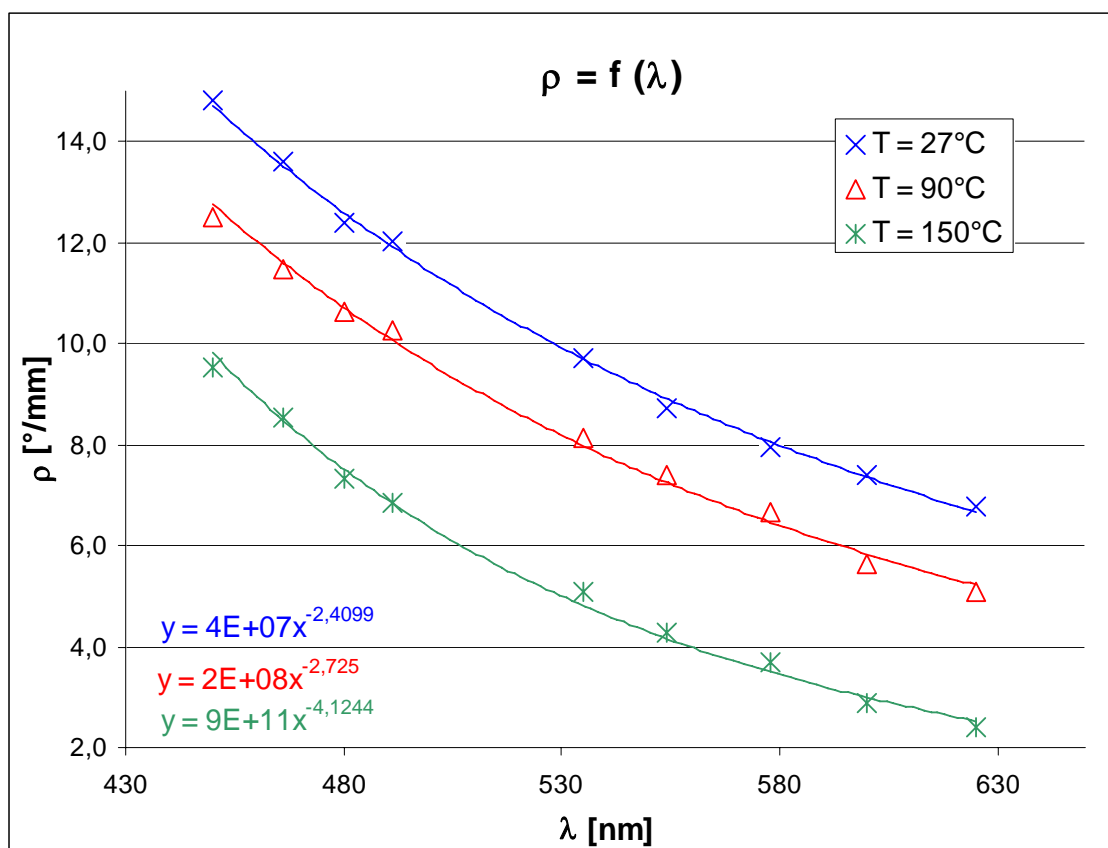
λ [nm]	ρ [°/mm] ($T = 27^\circ\text{C}$)	ρ [°/mm] ($T = 90^\circ\text{C}$)	ρ [°/mm] ($T = 150^\circ\text{C}$)
625	6,8	5,1	2,4
600	7,4	5,6	2,9
578	8,0	6,7	3,7
554	8,7	7,4	4,3
535	9,7	8,1	5,1
491	12,0	10,3	6,9
480	12,4	10,6	7,3
466	13,6	11,5	8,5
450	14,8	12,5	9,5

Tab.5: Měrná stáčivost ρ pro tři různé teploty T a pro různé vlnové délky λ .

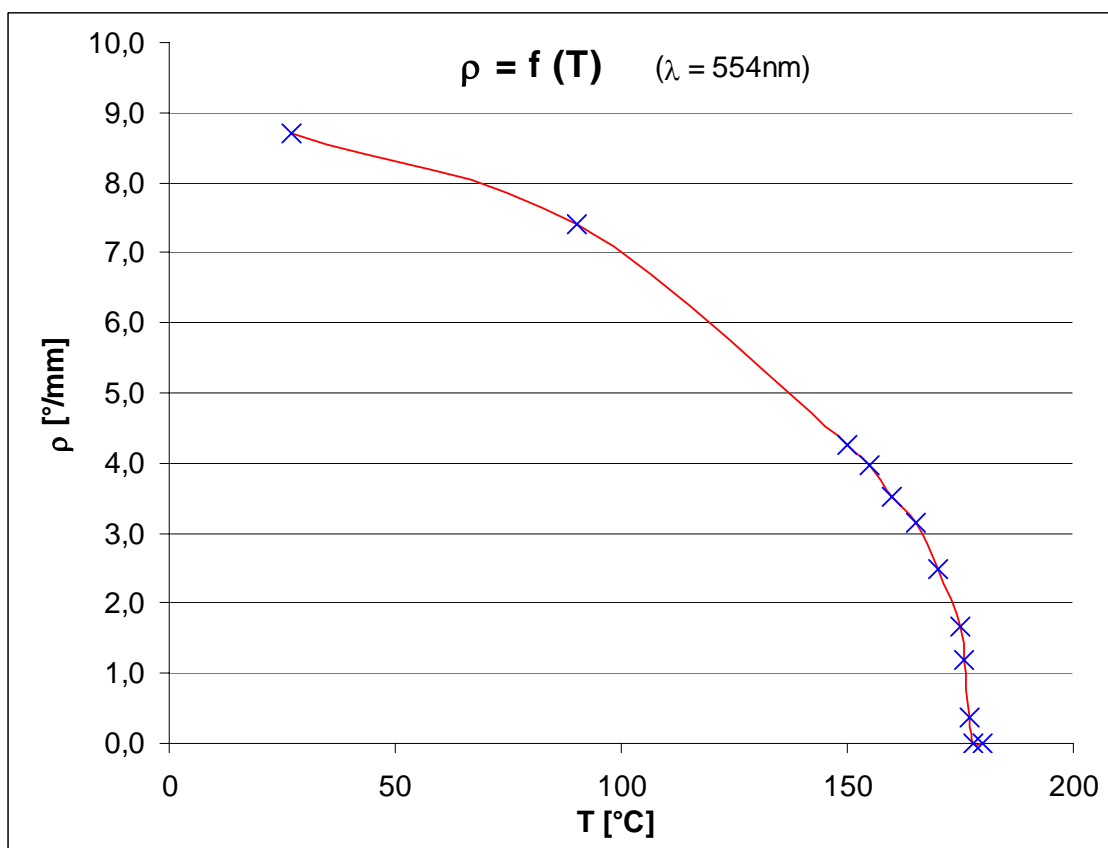
$\lambda = 554\text{ nm}$

T [°C]	ρ [°/mm]
27	8,7
90	7,4
150	4,3
155	4,0
160	3,5
165	3,1
170	2,5
175	1,7
176	1,2
177	0,4
178	0
180	0

Tab.6: Měrná stáčivost ρ pro vlnovou délku $\lambda = 554\text{nm}$ a pro různé teploty T .



Obr.29: Závislost měrné stáčivosti ρ na vlnové délce λ pro tři různé teploty T .



Obr.30: Závislost měrné stáčivosti ρ na teplotě T pro vlnovou délku $\lambda = 554\text{nm}$.

6.2.2 Zhodnocení výsledků

Vybraná doména se jeví jako pravotočivá. Tloušťka vzorku ($L = 1,08\text{mm}$) byla změřena laboratorním mikrometrem s přesností $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$. Při pokojové teplotě se změřená měrná stáčivost ρ , pro vlnové délky ve viditelném spektru pohybuje od $6,8$ až $14,8^\circ/\text{mm}$. Je pozorováno, že s rostoucí vlnovou délkou a zvyšující se teplotou se měrná stáčivost snižuje. Nad teplotou fázového přechodu ($T \approx 167^\circ\text{C}$) je stáčivost nulová, a tedy krystal už není opticky aktivní (viz. obr. 30).

Určitou chybu do mého měření vnáší teplotní roztažnost vzorku. Tato chyba už není tak výrazná jako tomu bylo u křemene, jelikož zde měříme při nižších teplotách. Další chyby, které vnáší do mého měření určité nepřesnosti, je chyba odečtu ze stupnice analyzátoru ($\pm 0,05^\circ$) a chyba vlnové délky na daných interferenčních filtrech ($\pm 5\text{nm}$).

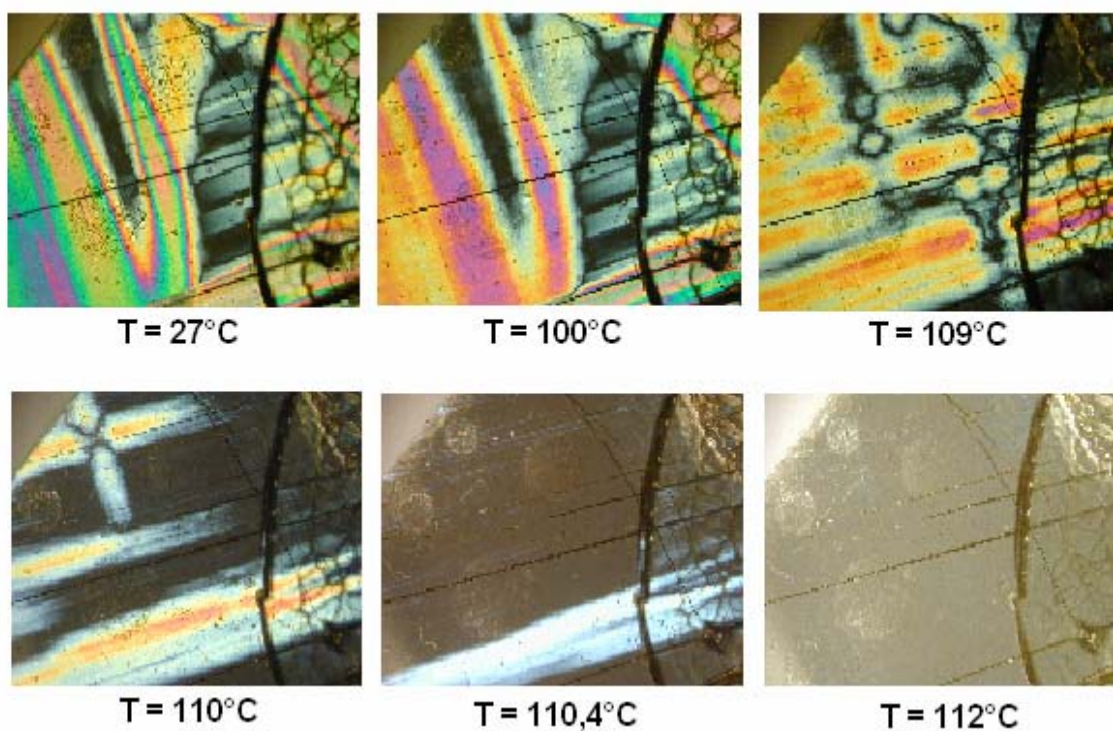
6.3 Vzorek BaTiO_3

BaTiO_3 neboli titaničitan barnatý je feroelektrický a piezoelektrický materiál. Využívá se mnoha aplikacích jako je například výroba kompaktních kondenzátorů (vysoká permitivita) nebo pro keramické snímače v mikrofonech.

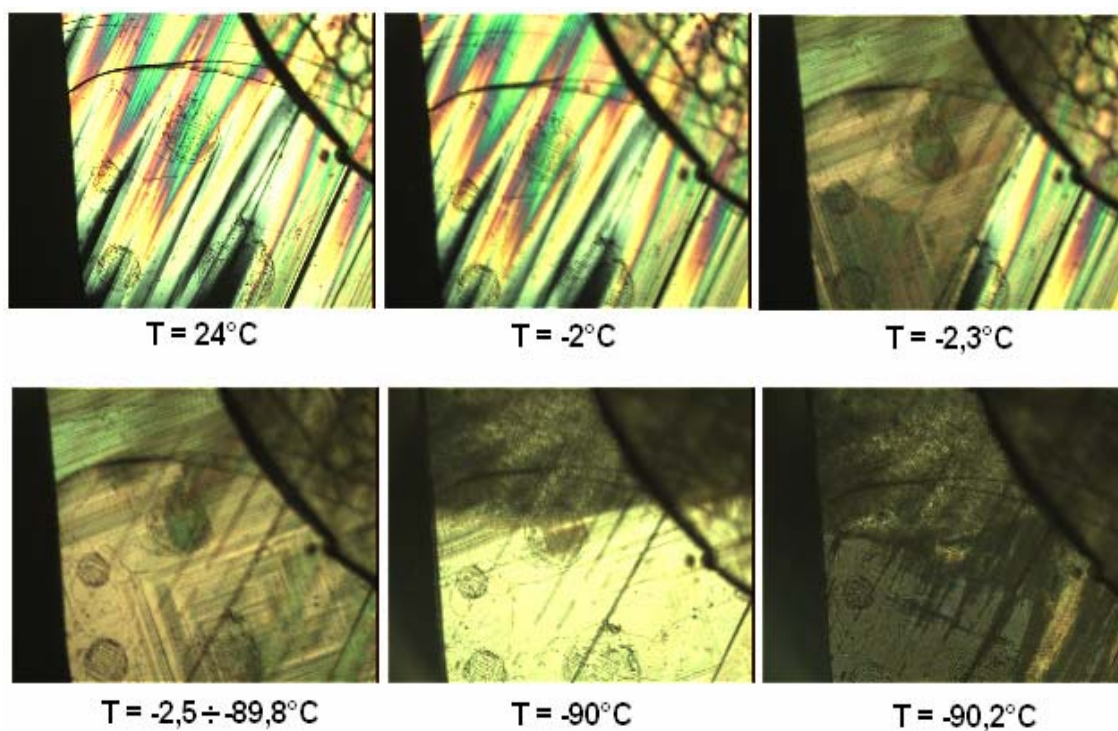
Titaničitan barnatý je vícedoménný krystal, který má tři fázové přechody při teplotách okolo -90°C , 5°C a 115°C . Při nižší teplotě než je -90°C má tento krystal krystalovou strukturu klencovou s bodovou grupou $3m$. Mezi teplotami -90°C a 5°C má krystalovou strukturu rombickou s bodovou grupou $mm2$. Nad teplotou 5°C přechází krystal z krystalové struktury rombické do struktury čtverečné (tetragonální) s bodovou grupou $4mm$, kterou krystal má až do teploty $\sim 115^\circ\text{C}$. Nad teplotou vyšší nežli 115°C se mění krystalová struktura na kubickou s bodovou grupou $m3m$. Všechny tyto přechody mezi krystalovými strukturami jsou vratné.

6.3.1 Výsledky a zhodnocení

U tohoto krystalu byly proměřeny fázové přechody, které byly pozorovány při teplotách $T = 110^\circ\text{C}$, $T = -2,3^\circ\text{C}$ a $T = -90^\circ\text{C}$. Tyto fázové přechody jsou zachyceny na obr. 31-32. U krystalu BaTiO_3 je optická aktivita ve fázi $mm2$. Nenulová je pouze složka gyračního tenzoru g_{12} [4]. Optickou stáčivost se nám uvedenou metodou nepodařilo změřit. Jedná se zřejmě o netriviální měření, jelikož rešerší nebyly nalezeny žádné publikace o měření optické aktivity tohoto krystalu.



Obr.31: Přejchod titaničitanu barnatého z tetragonální do kubické soustavy ($T \approx 110^{\circ}\text{C}$).



Obr.32: Přejchod BaTiO_3 ze čtverečné do rombické soustavy ($T = -2,3^{\circ}\text{C}$) a přechod BaTiO_3 z rombické do klencové soustvy ($T = -90^{\circ}\text{C}$).

6.4 Vzorek TGS

Krystaly obvykle označované zkratkou TGS (triglycin sulfát) jsou krystaly $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{HSO}_4$. Jedná se o velmi známý feroelektrický materiál, který lze snadno a poměrně rychle vypěstovat. Jsou široce využívány zejména díky svým pyroelektrickým vlastnostem při výrobě detektorů pracujících v infračervené oblasti. Mezi nevýhody tohoto materiálu patří hydroskopičnost a vodorozpustnost, což vede k nutnosti používání speciálních vodotěsných pouzder.

TGS krystalizuje v monoklinické soustavě, za pokojové teploty má třídu symetrie 2. Nad Curierovou teplotou ($\sim 49^\circ\text{C}$) se třída symetrie mění na 2/m. Jedná se o přechod mezi paraelektrickou a feroelektrickou fází a je typickou ukázkou fázového přechodu druhého řádu.

U mého vzorku krystalu TGS bylo stáčení polarizační roviny tak slabé, že nešlo experimentálně zachytit. Rešerší byl nalezen článek [6], který se optickou aktivitou tohoto krystalu zabývá.

6.5 Vzorek KNbO_3

Niobičnan draselný je důležitý feroelektrický materiál podobně jako BaTiO_3 . Jedná se o jednoosý krystal s velmi výrazným dvojlomem ($n_e - n_o = 0.22$). Za pokojové teploty má romboickou krystalovou strukturu. Symetrie struktury odpovídá bodové grupě $\text{mm}2$. Tuto symetrii má krystal v rozmezí teplot od -50°C do 222°C . Okolo těchto hraničních teplot se vyskytují jeho fázové přechody. Pod nižší teplotou nežli -50°C odpovídá struktura bodové grupě 4mm . Nad teplotou 222°C odpovídá struktura krystalu bodové grupě 3m .

U krystalu KNbO_3 je optická aktivita ve fázi $\text{mm}2$. Nenulová je pouze složka gyračního tenzoru g_{12} [4]. Optickou stáčivost se nám uvedenou metodou nepodařilo změřit. Jedná se zřejmě o netriviální měření, jelikož rešerší nebyly nalezeny žádné publikace o měření optické aktivity tohoto krystalu.

7. Závěr

Cílem bakalářské práce bylo připravit mikroskop BX60 a tepelnou komůrku Linkam THMS 600 k měření, změřit optickou stáčivost zadaných krystalů a určit jejich teploty fázových přechodů. Po menších komplikacích při přípravě měřicí soustavy, která byla za pomoci firmy Olympus vyřešena, byly z výsledků měření určeny měrné stáčivosti při konkrétních vlnových délkách zadaných krystalů. Tyto měrné stáčivosti jsou měřeny s chybou do 5%. Dále bylo změřeno jak se tato stáčivost mění v závislosti na teplotě. A nakonec byly z naměřených a pozorovaných výsledků určeny teploty fázových přechodů.

Znalostí měrné stáčivosti při různých vlnových délkách v závislosti na teplotě a určení teplot fázových přechodů přispělo k dalšímu rozšíření charakteristických vlastností, které jsou velmi důležité pro využívání těchto „chytrých“ materiálů v technických aplikacích.

Seznam odborné literatury

- [1] Vávra V., Losos Z., Multimediální studijní texty z mineralogie pro bakalářské studium, Ústav geologických věd, Přírodovědecká fakulta Masarykova univerzita, Brno, <http://mineralogie.sci.muni.cz/obsah_uceb.htm>.
- [2] Kříž D., Úvod do krystalografie a strukturní analýzy, Univerzity Karlovy, Praha 2000, <<http://www.xray.cz/krystalografie/>>.
- [3] Bouška V., Kašpar P., Speciální optické metody, Academia, Praha 1983.
- [4] Nye J.F., Physical Properties of Crystals, Clarendon Press, Oxford 2000.
- [5] Vyšín V., Vyšín I., Optical rotatory dispersion of α – quartz, *Physika* **36** (1997), 1-13.
- [6] Bachheimer J.P., Optical rotatory power and depolarisation of light in the α –, incommensurate and β –phases of quartz (20 to 600°C), *J.Phys.C: Solid State Phys.* **19** (1986), 5509-5517.
- [7] Hrstka T., Chvátal M., Kühn J., Matějka S., Malý K., Martaus S., Sláma J., Zimák J., Internetová učebnice: Úvod do mineralogie <http://skripta.dictor.net/obecna_min/o.php>.
- [8] Fuka J., Havelka B., Optika a atomová fyzika, Státní pedagogické nakladatelství, Praha 1961, <http://www.opto.cz/fuka_havelka/index.html>.
- [9] Bruce D. Ravel, Ferroelectric phase transitions in Oxide Perovskites studied by XAFS, Univerzity of Washington 1997.
- [10] Iwasaki H., Sugii K., Niizeki N., Toyoda H., Switching of optical rotatory power in ferroelectric 5PbO.3GeO₂ single crystal, *Ferroelectrics* **3** (1972), 157-161.
- [11] De Nicola S., Carbonara G., Finizio A., Pierattini G., Measurement of the temperature dependence of quartz refractive indices, *Appl. Phys.* **58** (1994), 133-135.
- [12] Petržílka V., Fyzikální optika, Přírodovědné vydavatelství, Praha 1951.
- [13] Koralewski M., Kachník W., Jasinski T., Optical activity L- α -alanine doped TGS crystals, *Ferroelectrics* **129** (1992), 165-173.
- [14] Iwasaki H., Sugii I., Optical activity of ferroelectric 5PbO.3GeO₂, *Physika* **19** (1971), 56-57.
- [15] Shuk V.Y., Gruverman A.L., Letuchev V.V., Rumyantsev E.L., Subbotin A.L., Domain structure of lead germanate, Ural state university, Sverdlovsk 1989.
- [16] Dekker A.J., Fyzika pevných látek, Academia, Praha 1966.